

密级: ( )



**中国科学院大学**  
University of Chinese Academy of Sciences

## 硕士学位论文

影响光纤本征热噪声可能因素的实验研究

作者姓名: 黄军超

指导教师: 李唐 副研究员

中国科学院上海光学精密机械研究所

学位类别: 工程硕士

学科专业: 光学工程

研究所: 中国科学院上海光学精密机械研究所

2016 年 4 月

**Experimental study on possible factors to influence**  
**fundamental thermal noise in optical fiber**

**By**

**Junchao Huang**

**A Dissertation/Thesis Submitted to**  
**The University of Chinese Academy of Sciences**  
**In partial fulfillment of the requirement**  
**For the degree of**  
**Master of Optical Engineering**

**Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics,**  
**Chinese Academy of Sciences**

**April, 2016**

中国科学院上海光学精密机械研  
究所

硕士学位论文

论文题目 影响光纤本征热噪声可能因素的实验研究

专 业 光学工程

研究生姓名 黄军超

导师姓名 李唐

研究生入学时间 2013 年 9 月

2016 年 4 月 29 日

## 独创性声明

本人声明所呈的学位论文是本人在导师指导下进行的研究工作及取得的研究成果。据我所知，除了文中特别加以标注和致谢的地方外，论文中不包含其他人已经发表或撰写过的研究成果，也不包含为获得中国科学院上海光学精密机械研究所或其他教育机构的学位或证书而使用过的材料。与我一同工作的同志对本研究工作所做的任何贡献，均已在论文中做了明确的说明并表示谢意。

学位论文作者签名：黄宇超

签字日期：2016年5月30日

## 学位论文版权使用授权书

本学位论文作者完全了解中国科学院上海光学精密机械研究所有关保留、使用学位论文的规定，有权保留并向国家有关部门或机构送交论文的复印件和电子文件，允许论文被查阅和借阅。本人授权中国科学院上海光学精密机械研究所可以将学位论文的全部或部分内容编入有关数据库进行检索，可以采用影印、缩印或扫描等复制手段保存、汇编学位论文。（保密的学位论文在解密后适用本授权书）

学位论文作者签名：黄宇超

签字日期：2016年6月3日

指导教师签名：李健

签字日期：2016年6月3日

日

学位论文作者毕业去向：\_\_\_\_\_

工作单位：\_\_\_\_\_ 电话：\_\_\_\_\_

通信地址：\_\_\_\_\_ 邮编：\_\_\_\_\_

电子邮件地址：hych@siom.ac.cn

## 影响光纤本征热噪声可能因素的实验研究

黄军超

导师：李唐

### 摘 要

本学位论文的内容是作者在攻读硕士学位期间的主要工作,包括影响光纤本征热噪声的可能因素的实验研究和对光纤干涉仪稳频激光器进行优化升级。

许多基于光纤应用的物理系统,如光纤干涉仪式传感器、光纤激光器以及光纤干涉仪稳频激光器,其分辨率或频率稳定度最终受限于光纤的本征热噪声,因此,对光纤本征热噪声进行理论和实验研究具有十分重要的意义。目前存在两种不同类型的光纤本征热噪声理论,一个是由 K.H.Wanser 和 S.Foster 提出的热传导噪声理论,其在高频区域与实验数据符合的非常好。另外一个 Duan Lingze 提出的热机械噪声理论,可以解释光纤本征热噪声的低频区域特性,但是缺少实验数据。之前的光纤本征热噪声的初步测量实验首次实验验证了在次声波段,光纤本征热噪声仍然符合  $1/f$  的噪声谱特性;验证了光纤本征热噪声跟光纤长度的正比;发现利用聚酰亚胺涂覆层的光纤,可降低光纤低频区域的本征热噪声。同时也发现了 Duan Lingze 理论与实验不一致的地方,说明光纤在低频区域的本征热噪声来源依然是一个开放性的问题。本论文在此基础上,深入实验研究了影响光纤本征热噪声的可能因素,包括光纤中杂质离子的浓度、光纤的物理状态。Foster 等人提出了稀土掺杂离子的自发辐射引起的本地熵的扰动可能是有源光纤低频区域本征热噪声的来源。无源光纤内部没有稀土掺杂离子,但是有 OH<sup>-</sup>离子和 Ge<sup>+</sup>、P<sup>+</sup>等离子,最多的就是 OH<sup>-</sup>离子,这些杂质离子也有吸收光子并自发辐射的现象。因此设计了光纤载氢实验以增加光纤中氢氧根离子的浓度,验证无源光纤中是否有同样的噪声机制。实验结果表明,光纤中氢氧根离子的浓度并不会影响光纤的本征热噪声。同时又测量了纤芯为纯石英玻璃的光纤,发现其本征热噪声并不会改变。光纤的物理状态是指光纤缠绕在支架上受到的张力和光纤弯曲半径。我们进行了光纤张力实验,实验结果表明,在低频段,自由状态下的光纤的本征热噪声比受张力为 0.1N 状态下的光

纤的本征热噪声要高 3dB，然而再继续增大光纤缠绕在支架上受到的张力，光纤本征热噪声则不再改变；光纤的弯曲半径不会影响光纤的本征热噪声。

光钟是目前精度最高的时间频率标准，而稳频激光器作为光钟的本地振荡器，其性能水平直接影响光钟的精度水平。此外稳频激光器可应用于探测引力波，验证相对论，精密光谱测量等方面。传统稳频激光器是利用

PDH(Pound-Drever-Hall)方法将激光器锁定到超稳高精细度的法布里-珀罗

(Fabry-Perot)腔上，该方法要求需要对光路和腔的空间模式精确匹配，具有光学结构复杂，系统昂贵，体积巨大，不容易对激光器的频率进行调节等缺点。而光纤干涉仪稳频激光器相对于超稳腔稳频激光器具有体积小、系统简单可靠、频率易调谐等诸多优势，因此具有很大的发展空间。本论文的一部分工作是对已经搭建好两套光纤干涉仪稳频激光系统进行优化升级。主要从温控和热屏蔽系统系统、可调射频频率综合器两个方面进行。针对温控，重新设置了加热片和热敏电阻的分布结构，并且使用温控仪对铝箱进行温控，其 24 小时的温度波动小于 7mK。利用有限元软件 Thermal desktop 仿真设计光纤干涉仪多层热屏蔽装置，其热时间常数达到几十天量级。针对初步实验中可调射频频率综合器结构较为复杂的缺点，对可调谐射频频率综合器进行优化，电路拓扑结构比原系统更为简单紧凑，系统残留相位噪声小于  $-120\text{dB rad}^2/\text{Hz}@1\text{Hz}$ ，比原系统提高将近 5dB。

关键词：稳频激光，光纤本征热噪声，光纤干涉仪

# **Experimental Study on Possible Factors to Influence Fundamental Thermal Noise in Optical Fiber**

Junchao Huang

Directed by: Tang Li

## **Abstract**

The content of this thesis is the author's main works during the period of study for Master degree, including experimental study on the possible factors to influence the fundamental thermal noise in optical fiber and some works on optimizing the fiber stabilized laser.

In many fiber-based systems, including interferometric fiber-optic sensors, fiber lasers, and fiber-delay-line stabilized lasers, the resolution or the frequency stability is limited by the fundamental thermal noise in optical fiber. Therefore, it is quite important to deeply research the fundamental thermal noise theoretically and experimentally. There are two theories of the fundamental thermal noise in optical fiber. The first one is Thermoconductive Noise Theory proposed by K. H. Wanser and S. Foster et al. It is proved to be consistent with the experimental data in the high frequency range. The another one is Thermomechanical Noise Theory proposed by Duan Lingze. It predicted a  $1/f$  spectral behavior of the thermal noise at low frequencies. A measurement of the fundamental thermal noise in optical fiber down to infrasonic frequencies for the first time was performed in our group and we found that the noise spectrum roll as  $1/f$  at low Fourier frequencies. Additionally, the experiment observed that the level of thermal noise is proportional to the fiber length and polyimide (PI) coated fiber which has thinner coatings has lower noise level than SMF-28 fiber in the low frequency range. However, the experimental data is not consistent with the Duan theory which indicate that the origin of the

fundamental thermal noise in optical fiber at low frequencies is still an open question. On this basis, this thesis further experimentally studies the possible factors to influence the fundamental thermal noise in optical fiber, including the concentration of the impurity ions in optical fiber, the tensions on fiber and the bending radius of the fiber. Foster et al proposed that the spontaneous radiation disturbance of rare earth doped ions may be the origin of the fundamental thermal noise in active fiber in the low frequency range. There are no rare earth doped ions but  $\text{OH}^-$ 、 $\text{Ge}^+$ 、 $\text{P}^+$  in passive fiber. These impurity ions can absorb and emit photons like rare earth ions. Therefore, we prepared several optical fibers with different  $\text{OH}^-$  concentration to verify whether there is the same physical mechanism in passive fiber. Experimental results show that the  $\text{OH}^-$  concentration almost have no effect on the level of thermal noise. In addition, we repeated the measurement with the pure-silica-core fiber and found that the level of the thermal noise is same as the standard fiber. Finally, we repeated the thermal noise measurement by changing the tensions on fiber and the bending radius of the fiber. We found that the noise level of the fiber under 0.1N tension is 3dB lower than that of the free fiber while the bending radius of fiber has no effect on the thermal noise level. Currently, the most accurate frequency standards are the optical clocks. Their accuracies are dominated by the ultra-stable lasers which act as the local oscillators of the optical clocks. Besides, they play key roles in modern precision measurement, such as gravitational wave detection, precision testing of the theory of relativity. The lowest noise lasers are realized by stabilizing laser frequency onto an ultra-stable high-finesse Fabry-Perot cavity with the Pound-Drever-Hall (PDH) method. However, this approach requires stable and precise alignment of free-space optical elements. The system is bulky、fragile and expensive and they are not easy to tune frequency. Compared to the cavity stabilized laser, the fiber interferometer stabilized laser has merits such as small volume、simple and robust system and easy to tune frequency. Another work of this thesis is upgrading the fiber interferometer stabilized lasers, including active temperature

control , thermal shielding system and low-phase-noise frequency synthesizer. For active temperature control, we optimized the distribution of heating films and PID parameters of control loop. reset the distribution structure of heating strips and use the temperature controller to control the sealed aluminum box. The total temperature fluctuation is less than 7mk for a period of 24 hours. Besides, by using the finite element simulation software Thermal Desktop, we design a three-layer heat shields and the thermal time constant can be dozens of days. Finally, we optimized the low-phase-noise tunable frequency synthesizer to make it more compact. The residual phase noise is less than  $-120\text{dBrad}^2/\text{Hz}@1\text{Hz}$  which is approximately 5 dB lower than that of the old system.

Key words: frequency stabilized laser, fundamental thermal noise of optical fiber, fiber interferometer.

# 目录

|                                |    |
|--------------------------------|----|
| 目录.....                        | 1  |
| 1、引言.....                      | 3  |
| 1.1 时间与频率[1].....              | 3  |
| 1.2 量子频标的发展简介[1-46].....       | 4  |
| 1.3 窄线宽稳频激光器的研究进展.....         | 8  |
| 1.3.1 超稳腔稳频激光器的研究进展.....       | 8  |
| 1.3.2 光纤干涉仪稳频激光器的研究进展.....     | 9  |
| 1.3.3 窄线宽稳频激光器的应用及其受限因素.....   | 10 |
| 1.4 光纤本征热噪声的研究状况及其意义.....      | 10 |
| 2、光纤本征热噪声理论及初步实验测量.....        | 12 |
| 2.1 光纤本征热噪声理论.....             | 12 |
| 2.1.1 热传导噪声理论.....             | 12 |
| 2.1.2 热机械噪声理论.....             | 14 |
| 2.1.3 热传导噪声与热机械噪声的联系.....      | 15 |
| 2.2 光纤本征热噪声的初步实验测量.....        | 16 |
| 2.2.1 光纤本征热噪声实验测量装置.....       | 16 |
| 2.2.2 光纤本征热噪声实验噪声分析.....       | 17 |
| 2.2.3 光纤本征热噪声测量实验初步结果.....     | 18 |
| 2.2.4 实验结果与热机械噪声理论的不一致.....    | 21 |
| 2.3 本章小结.....                  | 22 |
| 3、影响光纤本征热噪声的可能因素的实验验证.....     | 23 |
| 3.1 光纤中的杂质离子浓度对光纤本征热噪声的影响..... | 23 |
| 3.2 光纤的物理状态对光纤本征热噪声的影响.....    | 27 |
| 3.2.1 光纤缠绕在支架上受到的张力.....       | 28 |
| 3.2.2 光纤的弯曲半径.....             | 29 |
| 3.3 本章小结.....                  | 30 |
| 4、光纤干涉仪稳频激光器的优化升级.....         | 31 |
| 4.1 光纤干涉仪稳频激光器的基本原理.....       | 31 |
| 4.1.1 光纤干涉仪稳频的基本原理.....        | 31 |
| 4.1.2 光纤干涉仪稳频激光器的噪声分析.....     | 34 |
| 4.2 光纤干涉仪稳频激光器的初步试验.....       | 39 |

|                                 |           |
|---------------------------------|-----------|
| 4.2.1 光纤干涉仪稳频激光器的实验装置.....      | 39        |
| 4.2.2 光纤干涉仪稳频激光器的性能评估.....      | 40        |
| <b>4.3 光纤干涉仪稳频激光器的优化升级.....</b> | <b>42</b> |
| 4.3.1 温控和热屏蔽系统.....             | 42        |
| 4.3.2 可调谐射频频率综合器的优化升级.....      | 46        |
| <b>4.4 本章小结.....</b>            | <b>48</b> |
| <b>5、总结与展望.....</b>             | <b>49</b> |
| 5.1 总结.....                     | 49        |
| 5.2 展望.....                     | 50        |
| 5.2.1 光纤本征热噪声理论与实验研究.....       | 50        |
| 5.2.2 光纤干涉仪稳频激光器新探索.....        | 50        |
| <b>参考文献.....</b>                | <b>51</b> |
| 黄军超在攻读硕士期间所取得的科研成果.....         | 57        |
| 致谢.....                         | 58        |
| 黄军超个人简历.....                    | 60        |

# 1、引言

## 1.1 时间与频率[1]

三更灯火五更鸡，  
正是男儿读书时。  
黑发不知勤学早，  
白首方悔读书迟。

从我们呀呀学语，开始认识这个花花世界起，唐代诗人颜真卿的这首《劝学》总会经常在我们耳边响起，或者从父母长辈的口中，或者从老师朋友口中，催促我们抓住时间，好好学习，天天向上。一寸光阴一寸金，寸金难买寸光阴。光阴似箭，岁月如梭，如果不珍惜宝贵的时间，结果就是少壮不努力，老大徒伤悲。然而，珍惜宝贵时间的我们不禁要问：时间到底是什么？

“我们对外界的认识总是从‘最简单’开始的，而所谓的‘最简单’通常是一种中间的状态，即既不是最简单也不是最复杂。” 伯兰特·罗素这样说。其实我们对时间的认识也是这样。人类对时间的认识既不是源于极短，也不是源于极长，而是从“日”到“年”开始的。这是因为日出日落，日复一日；花谢花开，年复一年，日常生活中的规律性变化有意无意地‘强加’给人们以时间的认知。而规律性的事物有一个共同的特征——周期性或者重复性。对于周期性的度量，用周期  $T$  来表示，单位为秒；而对重复性的度量则用另外一个物理术语——频率，即单位时间内完成周期性变化的次数，用符号  $f$  或  $\nu$  表示，单位为赫兹。可以看出，时间与频率是密不可分的，甚至从某种意义上说它们是完全等同的。辞海中将时间解释为可用钟表来量度的属性，某一过程的发生、发展、终止，即反映了过程的持续性也反映了顺序性。过程的持续性表现为时间间隔，顺序性表现为日期和时刻。因此时间又可以分为“时”和“间”。对物质运动过程的表述用“时”，而“间”是人为对这一运动过程的划分。物质运动需要“时”，但是如果将“时”用“间”来分割，人们就无法认识和度量“时”。只有分割成“时间”后，才能被人们使用，并命名不同的“时间”。如“年”定义为地球的公转周期，“月”定义为月亮的公转周期，“日”定义为地球的自转周期，而“小时”则是根据地球自转时天空星辰位置的周期性变化、一天之中日冕的周期性变化对“日”的进一步等分。由此可见时间只是人为的一种划分，是为了方便人类去认识物质的运动和演化，而且这种划分又是由物质的周期性运动为基础的。所以说，时间与频率本质是一样的，是对同一事物的两种表述。

人类社会的发展让人们对时间的认识不断加深。相对论出现以前，人们秉承的是牛顿的绝对时空观，即“绝对的、真实的时间，就其自身及其本质而言，是永远均匀流动的，它不依赖于任何外部事物。” 绝对时空观认为时间是独立

于物质世界存在的,时间以自然样品的机械模型定义,以标准样品周期作为时间测量基准定义时间单位和时间尺度。然而爱因斯坦建立的相对论将人类对时间的认识从“绝对时空观”上升到“相对时空观”,是人类对时空观认识上的一次革命。相对论认为,时间和空间一起构成四维时空,是宇宙的基本结构,只有局域的时间才可以用时钟测量,或者说被测量的只是这个钟的正确时间。因此,时间到底是什么,我们或许永远不能有个满意的答案。

随着人类文明的不断进步,对时间的认识不断加深,用来计时的工具也在不断发展。最初,人们观测日出日落、四季更替、斗转星移的自然现象,发展出了历法,如格里历、犹太历、穆斯林历等。目前使用最普遍的是格里历即公历,对回归年有非常好的近似。由于它是以地球绕太阳一周为一年,故又称阳历。其编排方法为取一年的长度为 365.25 天,一年分成 12 个月,大月 31 天,小月 30 天,2 月份 28 天。它设置闰年,每四年一闰,每四年多出的一天加到 2 月份,变成 29 天。天文时是通过天文观测来确定时间间隔。将地球自转的周期定义的一天被称为太阳日。为了能够记录更小尺度的时间,人们对天又做了进一步细分划分,分别是小时、分钟、秒,三者之间采用 60 进制,小于一秒一般采用 10 进制,常用单位有毫秒、微秒等。从 19 世纪中期到 1970 年,各国守时组织一直用天文时间作为时钟标准,但后来人们发现受到其他星体的引力牵引以及自身质量分布不均匀的影响,地球自转的角速度并不是匀速的。所以天文时有测量带来的误差,它的不确定性在  $10^{-7}$ 。为了克服这样的误差,1960 年的第十一届国际度量衡大会(General Conference on Weights and Measures, CGPM),秒被更改为以地球公转为基准的定义,即“自历书时 1900 年 1 月 1 日 12 时起算的回归年的 31556925.9747 分之一为 1 秒”。新的定义和过去的定义差了  $1.4 \times 10^{-8}$ s。由于原子钟技术的发展和计量精度的提升,上述基于天文观测的秒定义很快被以原子钟为计量工具的原子时所取代。原子钟就是将本地振荡器的频率锁定在原子能级的共振频率上而实现的时间频率标准。由原子钟(导出的时间叫原子时(简称 AT))。1967 年,第十三届国际度量衡大会上,将秒定义更改为在海平面实现的“铯 133 原子基态的两个超精细能级间在零磁场下跃迁对应辐射的 9,192,631,770 个周期的持续时间”,即原子时基本计量单位原子时秒,作为国际单位制中的时间单位。原子时取代历书时作为基本时间计量系统。从此时间的计量进入量子频标时代。

## 1.2 量子频标的发展简介[1-46]

所谓量子频标是指能产生标准频率信号用来进行频率和时间测量的计量装置。它就是以原子(或分子、离子等)内部量子跃迁的发射或吸收频率为参考标准。根据量子物理学的基本原理,原子由于其内部电子的排列顺序不同,具有不同的能级。所以原子的能级是不连续的。当原子从高能级跃迁至低能级时,原子就会发射具有一定频率的电磁波,也就是所说的共振频率。同一种原子的共振频率是一定的。而根据玻尔频率条件,原子在两个能量为  $E_m$  和的状态

$E_n$  发生跃迁时, 发射或吸收频率为  $\nu_0$  的光子,  $\nu_0$  满足关系:

$$\nu_0 = \frac{|E_m - E_n|}{h} \quad (1-1)$$

式中  $h$  为普朗克常数。由于原子内部运动状态非常稳定不易受外界干扰，因此这种跃迁频率的谱线宽度非常狭窄，是频率标准的理想选择。

19 世纪末，Maxwell, Kelvin 分别提出利用原子跃迁谱线的振荡周期来计量时间设想。20 世纪 30 代，Rabi 等人发展了磁共振技术。1940 年，他们得到铯原子超精细跃迁的实验结果，并且他们在 1939 年就讨论了将其应用于束型原子钟的可能性。在 1945 年的美国物理学会的一次会议上，Rabi 公开了这个建议并提议用 Cs 原子束。1944 年，Rabi 由于发展了核磁共振技术的贡献获得当年的诺贝尔物理学奖。1948 年，世界首台原子钟-氨分子激射器由美国国家标准局 (NIST) 的 Lyons 搭建成功。由于多普勒效应和碰撞，氨分子的共振谱线被加宽，导致长期稳定度变差，所以其精度上比晶振钟稍差，但是它验证了原子钟的可行性。1950 年，Rabi 的学生 Ramsey 提出了分离振荡场技术，该技术可以获得更窄的跃迁谱线，大大促进了原子钟的研制。1955 年，英国国家实验室 (NPL) 的 Essen 和 Parry 研制成功世界上第一台铯原子钟，也是第一台精度高于晶振的实验室原子钟。与此同时，Rabi 的另外一个学生 Zacharias 在 MIT 发展了商业铯钟原型机，通过伺服环路将石英振荡器的频率锁在原子的共振频率上。1956 年，第一台商用原子钟由美国 National 公司研制成功。第一台铯原子钟准确度只有  $10^{-9}$  量级，但是之后铯原子钟的性能得到了飞速提高。在 1958 年得到的铯原子钟频率  $\nu_{\text{Cs}} = 9192631770 \pm 20\text{Hz}$ ，而不确定度  $\pm 20\text{Hz}$  几乎已经是

天文时的极限。1967 年原子钟的不确定度降到  $10^{-12}$  量级，并且第 13 届国际计量大会给出了时间单位秒的新定义即“秒是  $^{133}\text{Cs}$  原子基态超精细能级跃迁周期的 9 192 631 770 倍。”目前铯原子钟的不确定度已经达到  $10^{-14}$  量级，一直到 1995 年冷原子频标的诞生才打破这个纪录。

1954 到 1955 年，美国的 Townes，苏联的 Basov 和 Prokhorov 分别在实验上实现了微波的受激发射放大。Bloembergen 将该技术在 1956 年应用于固体微波放大器，Schwlow 和 Townes 利用该技术在 1958 年得到激光。Ramsey 利用 Rabi 的磁共振方法构造了氢激射器。由于采用分离振荡场技术，共振微波腔与电磁场作用非常长的时间，能得到非常好的频率稳定性。在此之后，主动型氢钟的商业化得到飞快的发展。

光泵浦技术的产生和发展对紧凑型原子钟的发展产生了巨大的推动作用。1950 年，Kastler 提出应用光学的方法替代非均匀磁场制备和探测原子态；1953 年，Dicke 发明了利用添加中性气体消除微波共振的多普勒频移的技术；1956 年 Dehmelt 证明了利用填充缓冲气体和减少光泵浦的方法可以获得微波共振。由此得到紧凑型铷钟，它至今仍然是应用最广泛的原子钟。20 世纪 90 年代后，由于半导体激光器的快速发展，光泵浦方法也被应用于铯原子束钟。

在 Ramsey 提出用分离振荡场技术后不久，Zacharias 就提出了原子喷泉的设想，但由于热原子的速度分布达到  $10^2\text{m/s}$ ，最终没能在实验上实现该设想。激光冷却原子技术的发展使得原子喷泉的实现成为可能，Hansch 和 Schawlow 首次提出激光冷却原子技术，该技术被应用于冷却原子束。1989 年，S.Chu 小组实现了首台冷原子喷泉，并且观察到冷原子与微波相互作用的信号，测得

Ramsey 条纹线宽相对铯束钟的线宽小至少一个数量级。随后世界上各主要时频实验室纷纷开展对冷原子喷泉钟的研究。1995 年, 巴黎天文台的 Clairon 小组建造了人类第一台铯原子喷泉钟, 频率准确度达到  $10^{-15}$  量级, 他们在 2000 年用  $^{87}\text{Rb}$  建立了铷原子喷泉钟, 其频率准确度达到  $10^{-16}$  量级。冷原子频标使频率标准的精度提高了 2-3 个数量级。铯原子喷泉钟是目前世界上最精确的钟。可以看出, 激光冷却原子技术的出现使量子频标的发展得到了质的飞跃。

频率稳定度是原子钟最重要的指标, 其与 Ramsey 干涉条纹中心谱线的线宽成正比。所以谱线的线宽越窄, 频率稳定度越高, 也就是原子钟越稳定。而 Ramsey 中心谱线的线宽和原子与微波相互作用的时间长反比, 因此增加原子与微波相互作用的时间成为提高原子钟稳定度的有效途径。然而在重力环境下, 微波激励腔上方的自由飞行时间正比于上抛高度的方根。也就是说, 要增加自由飞行时间, 必须按平方关系增大上抛高度, 要达到 0.1Hz 线宽, 则上抛高度须为 31 m, 这样庞大的系统在地面上是无法实现的。于是空间冷原子钟作为量子频标的一个新的增长点蓬勃发展起来。在太空微重力环境下, 通过降低冷原子团的运动速度, 增加冷原子团在两个微波激励腔的飞行时间, 获得更窄线宽的鉴频信号, 从而实现不确定度在  $10^{-16}$  的空间冷原子钟。目前美国与法国都在进行自己的空间冷原子钟计划。早在 1997 年法国就提出了 PHARAO 计划, 作为欧空局 ACES (Atomic clock ensemble in space) 计划的一部分, 1999 年开始研制, 预计将于 2014 发射到国际空间站(ISS)。随后, 美国的 NASA 提出 PARCE (Primary Atomic Reference Clock in Space) 计划和 RACE (Rubidium atom clock experiment) 两个计划, 其中 PARCE 计划要在太空中通过铯原子钟实现原子频标, 而 RACE 计划则是要将一台铷原子喷泉钟发射上天。由此可见, 国际上对冷原子钟的重视程度。令人兴奋的是, 国内也在大力发展空间冷原子钟研究。中国科学院上海光学精密机械研究所早在 2012 年就完成了铷原子空间冷原子钟原理样机研制工作, 目前工程研制已经完成, 预计在 2016 年 9 月将会随天宫二号发射上天, 预计精度达到  $10^{-16}$  量级。

从上世纪 90 年代开始, 基于超稳腔锁定的超稳激光技术、高精度谱线测量的光频梳技术等技术的迅速发展使更高性能的光钟的实现成为可能。所谓光钟是利用光学频率来计时的工具, 也称为光学频率标准(光频标)。相对于微波频标, 光频标具有两个非常突出的优点: 其一是频率非常高(相对于微波的  $10^{10}\text{Hz}$ , 光的约为  $10^{15}\text{Hz}$ ), 这就可以大大缩短原子钟的比对时间, 在较短时间获得非常高的准确度; 其二是单色性非常好, 因为获得的频率稳定度正比于吸收谱线的单色性(或 Q 值), 故光钟提供更好的时间频率标准。

如图 1.1 所示, 光原子钟主要有三个部件组成: 作为本地振荡器的窄线宽超稳激光、囚禁的中性冷原子或单离子、光学频率梳。

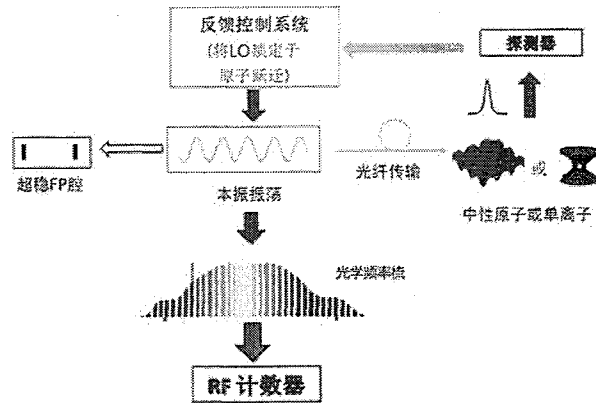


图 1.1 光钟结构示意图 (引自参考文献[28])

基本工作过程：本地振荡器锁定到一个高精度度稳定法布里-珀罗 (Fabry-Pérot) 腔上，得到一个低频率噪声和高频率稳定度的激光，用该激光去探测冷原子或者单离子的超精细能级（即钟跃迁谱线），得到鉴频信号，通过反馈控制系统校正本地振荡器的频率，将激光频率锁定到原子钟跃迁频率上。光学频率梳将这种高稳定性、相干性和高精度的光学频率信号传递到微波区域，再由频率计数器进行频率计数，达到计时的目的。

光钟主要分为离子光钟和中性原子光钟。离子光钟的工作物质有  $\text{Ca}^+$ 、 $\text{Sr}^+$ 、 $\text{Yb}^+$ 、 $\text{Hg}^+$ 、 $\text{Al}^+$ 、 $\text{In}^+$  等 其中 NIST 的 Wineland 小组研制的铝离子光钟最引人瞩目其评估得到的统计不确定度达到  $8.6 \times 10^{-18}$ ，两台的比对得到频率稳定度达到  $2.8 \times 10^{-15} \tau^{-1/2}$ 。而中性原子光钟也即光晶格钟，主要采用 Sr, Yb, Hg 等为工作介质，利用激光冷却技术，将原子冷却，并制备到钟跃迁频率对应的一个能级，再用魔术波长的激光将原子囚禁在光晶格中。锁定在超稳腔上的超稳激光，经过 AOM 移频之后为原子光晶格提供鉴频信号，鉴频得到的误差信号反馈给 AOM，实现对超稳激光的锁定；锁定后的钟频激光可以通过光学频率梳进行频率性能的测量。近年来，在光晶格、超稳激光、光频梳等技术的支撑下光晶格钟的研究迅猛展开，无论是在不确定指标上还是在稳定度指标上都得到了大幅提高。如 2013 年，NIST 的 A.D.Ludlow 小组的 Yb 原子光钟的稳定度指标  $3.2 \times 10^{-16} \tau^{-1/2}$ 。2014 年美国 JILA 的 Jun Ye 小组的 Sr 光钟的评估不确定度达到  $6.4 \times 10^{-18}$ ，稳定度指标达到  $3.4 \times 10^{-16} \tau^{-1/2}$ 。2015 年东京大学 Katori 小组采用冷鉴频腔的设计，两台冷腔 Sr 光钟频率比对的稳定度达到  $1.6 \times 10^{-16} \tau^{-1/2}$ 。可以相信，随着二维甚至三维光晶格的实现及超稳激光性能的进一步提升，光晶格钟的频率稳定度和不确定度指标将会进一步提升。

由于一些新技术的发展或者一些特殊的需要，原子钟的发展也越来越多样化。除了上面所述的量子频标外，还有一些新发展起来的原子钟。例如积分球冷原子钟、芯片冷原子钟、相干存储原子钟、脉冲光抽运 (POP) 原子钟、相

干布居囚禁 (CPT) 原子钟等等。

国内对量子频标的研究如火如荼, 且进展迅速。目前国内开展冷原子喷泉钟研究的单位主要有中国计量院、国家授时中心以及上海光学精密机械研究所。其中, 中国计量院研制的 NIM5 铯喷泉钟已完成评估, 短期频率稳定度为  $3 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$ , B 类不确定度评估达到  $1.4 \times 10^{-15}$ , 并且通过 TWSTFT 等技术实现了与其他原子喷泉的远程比对。国家授时中心研制的铯原子喷泉钟也在通过加载原子的预装载装置以提高其稳定度指标。而对光钟的研究更是热情有加。中国科学院武汉数学与物理研究所、国家授时中心、中国计量科学研究院、华东师范大学、华中科技大学、清华大学、北京大学等也开展了光钟项目的研究, 突破了一系列关键技术, 实现了光钟系统, 如国家授时中心的 Sr 光钟, 武汉物数所的  $\text{Ca}^+$ 、 $\text{Hg}^+$  和 Yb 光钟, 华东师范大学的 Yb 光钟等等。

### 1.3 窄线宽稳频激光器的研究进展

在原子光钟系统中, 窄线宽稳频激光器是其重要组成部分之一, 但是由于原子 (离子) 钟跃迁谱线的自然线宽一般在几毫赫兹至几赫兹, 这就要求作为光钟本地振荡和钟跃迁探测激光的线宽能够达到赫兹甚至亚赫兹的量级。尽管根据肖洛汤斯线宽计算式得出的激光线宽一般为几个毫赫兹到几十个毫赫兹, 但实际的激光器由于受外界环境对激光谐振腔的扰动等影响, 其输出线宽远大于自然线宽, 无法直接作为钟跃迁谱线的探测激光。

为了实现窄线宽激光并提高激光频率的稳定度, 就需要对激光器进行稳频, 科学家尝试了很多不同的方法。早期的激光稳频技术主要通过防振、恒温、密封隔声等直接的方法, 来减小机械振动、温度涨落、大气扰动等对激光频率稳定的影响, 这些都属于被动稳频的范畴。主动稳频技术是选取一个稳定的光学频率参考标准, 通过反馈控制系统使得激光频率保持与参考频率相同。依据选取的参考标准不同, 主动稳频技术主要包含两类, 一是以分子原子跃迁谱线中心频率为参考标准将激光频率锁定到该跃迁谱线, 如兰姆凹陷稳频、饱和吸收光谱稳频及调制转移光谱稳频等。这类稳频技术长期稳定度可以达到, 但由于激光锁定参考频率受原子分子跃迁谱线特性局限, 缺乏足够快的响应带宽来实现激光线宽压缩, 第二类是以光学谐振腔共振频率作为参考标准, 如 PDH(Pound-Drever-Hall) 方法。后来, 人们又发展了光纤干涉仪稳频方法。其中 PDH 方法是应用最为广泛的方法, 目前世界上性能最好的窄线宽稳频激光器就是采用该方法。但是光纤干涉仪稳频方法相对于 PDH 方法, 也具有其特有的发展优势。

#### 1.3.1 超稳腔稳频激光器的研究进展

超稳腔稳频激光器是指将激光的频率采用某种方法锁定在超稳定的光学法布里-珀罗 (Fabry-Perot, F-P) 参考腔的谐振频率上。这样激光器的频率的稳定性决定于 FP 参考腔的稳定性。

1973 年, Barger[47]第一次从探测到法布里-珀罗腔的透射信号得到误差信号, 透射信号的响应时间与腔的精细度成反比。因此, 越高精细度的腔, 误差

信号的响应时间的越慢,这种方法限制了激光频率噪声压制的控制带宽。1982年,Wieman 和 Gilbert[48]利用干涉仪的反射参考产生误差信号,解决了带宽问题。1983年,Drever[49]等用一个频率远大于腔的响应频率的调制信号调制腔的入射信号,得到了线宽小于 100Hz 的激光。这就是所谓的 PDH(Pound-Drever-Hall)方法。PDH 方法结合了激光频率调制光谱技术和光外差探测技术,具有灵敏度高和信噪比好的特点,对激光频率的锁定可达到散粒噪声极限,因此,PDH 方法逐渐成为目前研制窄线宽稳频激光系统最普遍采用的方法。

1999年,美国国家标准技术研究所(NIST)将染料激光器作为激光光源,采用长度为 24cm 的光学谐振腔,并利用近 3m 长的被动式悬挂系统隔离环境震动对参考腔光学系统的影响,实现了秒稳  $3.0 \times 10^{-16}$ ,拍频线宽 0.6Hz 的窄线宽激光[50]。2005年,美国的 JILA 实验室率先提出具有振动免疫特性的竖直光学参考腔方案。该小组将 Nd:YAG 激光器频率锁定到该垂直参考腔,实现了 1Hz 线宽的窄线宽稳频激光 [51]。2006年,德国物理技术研究所(PTB)研究小组提出,在水平放置的圆柱形参考腔半平面下增加四个小孔用于支撑腔体,将一台半导体激光器的频率锁定到该参考腔上,同样实现了 1Hz 线宽的窄线宽激光 [52]。2007年,英国国家物理实验室(NPL)研究小组进一步提出,在水平放置的圆柱形参考腔体下半部分对称地切割掉部分腔体材料,将 Nd:YAG 激光器锁定到该参考腔上,实现了 0.6Hz 线宽的窄线宽激光[53]。2010年,Y.Y.Jiang[54]

将腔稳频激光的频率稳定度降低到  $2 \times 10^{-16}$ ,线宽是 250 mHz。至此,采用超稳腔稳频的窄线宽激光器已经受限于 ULE 腔的热噪声极限。因此,人们把目光转移到寻找新的制腔材料上。2012年,Kessler.T[55]等人创造性的采用单晶硅材料代替 ULE 来制备高精度度稳定腔。由于单晶硅材料的热噪声极限低于 ULE,他们实现了目前为止报道的最稳定的窄线宽激光,其线宽小于 40mHz,频率稳定度  $1 \times 10^{-16}$  @ (0.1-10s)。与此同时,国内的相关研究也进展迅速。华东师范大学已成功研制出秒稳进入  $10^{-16}$  的超稳激光器,中国计量院、国家授时中心、武汉物数所等单位也开展了相关研究[40-42]。

### 1.3.2 光纤干涉仪稳频激光器的研究进展

所谓光纤干涉仪稳频激光器即是利用光纤构成光纤干涉仪对激光频率进行鉴频,进而得到误差信号,反馈给本地激光器的频率控制端口,实现频率锁定。光纤干涉仪包括迈克尔逊(Michelson)干涉仪、马赫-曾德(Mach-Zehnder)干涉仪以及环形干涉仪。

相对于超稳腔窄稳频激光器研究的巨大兴趣,人们对光纤干涉仪稳频激光器的研究热情则低了很多,但依然进展迅速。1980年,T.Okoshi[56]等人就利用光纤延迟线进行激光噪声和线宽测量。1989年,Ying T.Chen[57]首次尝试利用单模光纤延迟线进行激光稳频。2002年,G.A.Cranch [58]利用马赫-曾德(Mach-Zehnder)干涉仪分别对掺铒分布式反馈光纤激光器的光强度和光频率进行稳定。结果激光相对强度噪声小于  $-120$  dB/Hz@ (10Hz-1kHz),激光频率噪声在 1 Hz 到 10 kHz 的傅里叶频率范围内压制 20 dB,频率噪声为  $1.5$  Hz/Hz<sup>1/2</sup>@1kHz。2008年,Kakeru [59]等人采用双摆振动隔离,并且将光纤干涉

仪放入真空罐中等措施减小振动对稳频效果的影响, 得到强度噪声  $6 \times 10^{-7} / \sqrt{\text{Hz}}$  @1Hz,  $4 \times 10^{-8} / \sqrt{\text{Hz}}$  @1kHz; 频率噪声为  $20 \text{ Hz} / \sqrt{\text{Hz}}$  @1Hz,  $2 \text{ Hz} / \sqrt{\text{Hz}}$  @80Hz 的稳频激光器。2009 年, Fabien Kefelian[60]采用外差式探测的迈克尔逊干涉仪方案, 实现将激光的频率噪声在 1Hz 到 10 kHz 傅里叶频率范围内压制 40 dB, 频率噪声小于  $1 \text{ Hz}^2 / \text{Hz}$  @ (1Hz-1kHz),  $10^{-2} \text{ Hz}^2 / \text{Hz}$  @1 kHz。2010 年, Haifeng Jiang[61]等采用了类似的实验方案, 频率噪声达到相当的水平, 但更关注于频率调谐, 频率调谐速度达到 40MHz/s。

### 1.3.3 窄线宽稳频激光器的应用及其受限因素

窄线宽稳频激光器作为光钟的本地振荡器, 让光钟具有前所未有的超高的测量精度, 为人类深入认识物质世界提供了强有力的技术手段。光钟可以定义国际单位制中的时间基本单位秒, 而且目前科学家已经开始用这种高精度的计时工具探索新的物理问题。例如, 通过比较不同原子光钟的频率差异随时间的变化来检验基本物理常数(如精细结构常数)是否真的是“常数”, 还是随时间变化[62-66]。科学家们可以以更高的精度验证狭义、广义相对论[67-69]。此外, 还有许多依赖于时钟的应用将受益于光钟所提供的精度: 如全球定位系统(GPS)和深空导航等, 它们将实现更准确的定位[70, 71]。由于窄线宽稳频激光的频率噪声极低, 频率稳定度极高, 在超高分辨激光光谱[72]、引力波探测[73]、[74]、低噪声微波信号产生[75]、[76]和通信等研究领域有重要的应用。

然而无论是超稳腔窄线宽稳频激光器还是光纤干涉仪窄线宽稳频激光器, 其性能最终都受限参考介质的热噪声。对于超稳腔窄线宽稳频激光器, 其激光频率稳定性最终受限参考腔的热噪声, 包括腔体、腔镜和腔镜镀膜的热噪声。而对光纤干涉仪稳频激光器, 其性能主要受限光纤的本征热噪声。光纤本征热噪声对光纤干涉仪稳频激光器性能提升的影响更加显著。

## 1.4 光纤本征热噪声的研究状况及其意义

光纤本征热噪声是由于处于非绝对零度下, 温度起伏造成光纤内部热运动, 进而导致光纤长度起伏和折射率起伏而引起的固有噪底。不仅是光纤干涉仪稳频激光器, 很多基于光纤的物理系统如光纤激光器、光纤传感器等, 其性能提高最终都受限光纤本征热噪声, 因此研究光纤本征热噪声, 理解其物理机制, 找到降低光纤本征热噪声的方法具有相当重要的意义。

从上世纪八、九十年代起, 科学家对光纤本征热噪声做了大量的研究工作。1989 年, W.H.Glenn[77]首次计算了光学媒介由于热力学扰动导致的相位抖动的幅度及相位噪声的功率谱密度, 其计算结果表明热运动引起的相位抖动大于量子噪声引起的相位抖动。1992 年, Wanser[78]提出了一个简明的公式来估计光纤的热噪声幅度, 但是没有给出这个公式的具体推导过程。在 1996 年, Alan D.Kersey[79], 在 2007 年[80]和 2009 年[81], Foster 等人进行了测量光纤本征

热噪声的实验,结果表明,在傅里叶频率大于 10KHz 的高频区域,理论计算与实验数据符合的非常好,但是在低频区域,Wanser 理论预测的是与频率无关的噪声谱特性,这与实验结果完全不符。2007 年,Foster[80]通过对光纤激光器中增益光纤的热力学分析,推导出计算增益光纤本征热噪声的公式,并将其应用于无源光纤,得到与 Wanser 理论一致的结果,然而这仍然解释不了光纤本征热噪声的低频特性。Wanser 理论和 Foster 理论认为光纤本征热噪声来源于光纤长度和折射率的热力学涨落,被称热传导噪声理论。2010 年,Duan Lingze[82]基于机械耗散涨落理论提出了一种新的光纤本征热噪声机制,即机械耗散导致光纤长度的自发扰动是光纤本征热噪声的来源。这就是热机械噪声理论。Duan 预测了在低频区域,光纤本征热噪声表现出  $1/f$  噪声谱特性。2012 年,Robert E.Bartolo[83]利用马赫-曾德光纤干涉仪对光纤本征热噪声进行了测量,其结果表明,当频率大于 30Hz 时,Wanser 理论和 Duan 理论计算的噪声叠加与实验数据十分符合。当频率小于 30Hz 时,由于受到激光光源频率噪声以及探测噪声的限制,实验数据跟理论不符。同年,Duan[84]发展了光纤本征热噪声理论,他利用耗散涨落理论重新推导了热传导噪声以及热机械噪声,揭示了这两种类型的噪声本质上是相关的,同时也解决了之前理论的适用范围问题。

## 2、光纤本征热噪声理论及初步实验测量

### 2.1 光纤本征热噪声理论

关于光纤本征热噪声的理论主要分为两大类：一是以 Wanser 理论和 Foster 理论为代表的热传导噪声理论，认为光纤本征热噪声来源于光纤长度和折射率的热力学扰动；二是以 Duan 理论为代表的热机械噪声理论，认为机械耗散造成光纤长度的自发扰动是光纤本征热噪声的来源。下面将对这两种噪声理论进行详细的介绍。

#### 2.1.1 热传导噪声理论

Wanser[78]提出了一个简明的公式来估计光纤的热噪声幅度，即

$$S_T(\omega) = \frac{2\pi k_B T^2 L}{\lambda^2 \kappa} \left( \frac{dn}{dT} + n\alpha_L \right)^2 \ln \left( \frac{k_{\max}^4 + (\frac{\omega}{D})^2}{k_{\min}^4 + (\frac{\omega}{D})^2} \right) \quad (2-1)$$

式中， $k_B$  是玻尔兹曼常数， $T$  是开尔文温度， $L$  是光纤长度， $\lambda$  是激光波长， $dn/dT$  是折射率温度系数， $n$  是折射率， $\alpha_L$  是线热膨胀系数， $\kappa$  是热导系数， $D$  是热扩散系数， $k_{\max}$  和  $k_{\min}$  是边界条件。

由上式可以得出，光纤本征热噪声与长度成正比，与温度的二次方成正比。上式广泛应用于计算光纤本征热噪声。根据 Wanser 理论，计算了 1km 和 2km 的 SMF-28 单模光纤的本征热噪声，如图 2.1 所示。

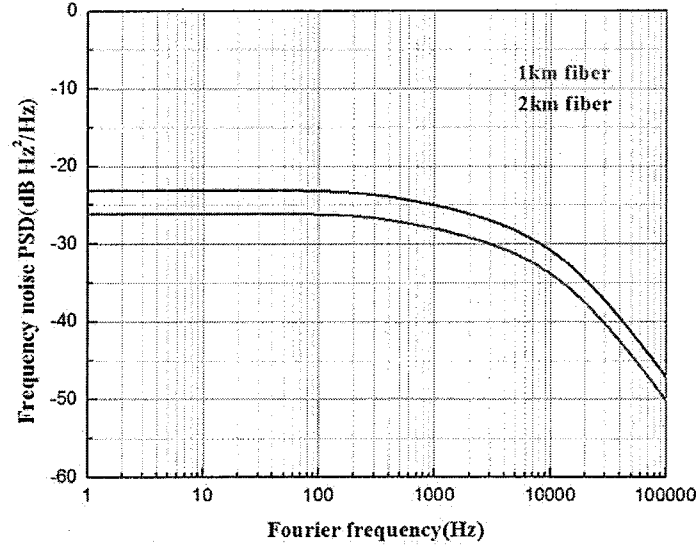


图 2.1 长度 1km、2km 的 SMF-28 光纤的本征热噪声水平，来

自文献[97]

可以看出，在低频区域，光纤热噪声与频率无关性；而在高频区域，本征热噪声水平随着频率的增加而迅速下降。1996 年，Alan D. Kersey[74]进行了测量光纤本征热噪声的实验，2007 年[79]和 2009 年[75]，Foster 也进行了测量实验，结果表明：在傅里叶频率大于 10KHz 的高频区域，实验数据与理论符合的非常好，但是在低频区域，理论预测与实验结果完全不符。这就表明 Wanser 理论在低频区域是不适用的。当然，也是由于 Wanser 并没有给出公式的具体推导过程，人们对光纤本征热噪声的认识很模糊。

Foster[80]对分布反馈光纤激光器（Distributed Feedback Fiber Laser, DFBFL）的热频率噪声进行了详细的分析。其考虑了光纤激光器的模式形态，通过求解存在扰动力条件下的 Langevin 方程，详细推导出了激光频率噪声功率谱密度与光纤热力学(温度)扰动的表达式，即

$$S_{\Delta\nu}(\omega) = \frac{KT^2}{4\pi^2 k_t} \text{Re}[e^{ik_1^2 a^2/2} E_1(ik_1^2 a^2/2)] \quad (2-2)$$

式中  $K$  是玻尔兹曼常数， $T$  为开尔文温度， $k_t$  为热导系数， $k_1$  为热耗散波数， $E_1$  为标准指数积分， $a$  为模场半径。

Foster 测量了分布式反馈光纤激光器的光纤本征热噪声，结果表明：在高频区域（10kHz~100kHz），理论与实验符合得很好，但是比 Wanser 理论预测的高了 3dB。而在低频段，实验数据跟理论预测明显偏离。同时低频区域表现出了近似的  $1/f$  噪声谱特性。随后，Foster[87]针对低频区域  $1/f$  噪声谱特性进行了一些理论探索。

与无源的单模光纤相比较，在光纤激光器中，光纤作为增益介质，其边界

条件不同,此外在低频区域,实验测得的光纤本征热噪声水平远低于低于 Foster 理论预测水平,因此非常有必要研究清楚无源光纤在低频区域的噪声特性和形成机制。

### 2.1.2 热机械噪声理论

Duan Lingze[82]基于机械耗散涨落理论提出了一种新的光纤本征热噪声机制。在低频区域,由于机械耗散造成的光纤长度的自发扰动,表现为  $1/f$  的噪声谱特性。他将光纤简化成一段沿着  $z$  轴的一维玻璃棒,如图 2-2 所示

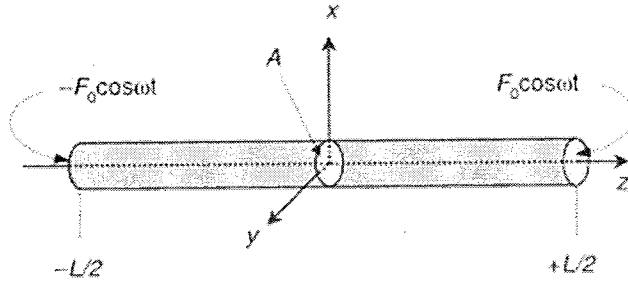


图 2.2 光纤的一维模型示意图, 来自文献[82]

利用耗散涨落理论得到光纤长度自发扰动的功率谱密度函数为:

$$S_L(f) = \frac{2k_B T L \phi_0}{3\pi E_0 A} \frac{1}{f} \quad (2-3)$$

上式成立的条件是  $\frac{L}{v_l} \ll \frac{1}{f}$ , 而  $\frac{L}{v_l}$  正好是声波渡越整段光纤所需要的时间。

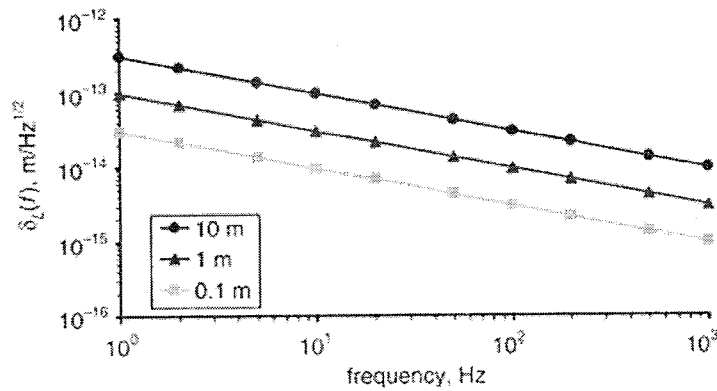


图 2.3 不同光纤长度的长度自发扰动噪声谱图

图 2.3 计算了长度为 0.1m, 1m 和 10m 的光纤的长度自发扰动的谱密度。可以明显看出光纤本征热噪声在低频区域表现为严格的  $1/f$  噪声谱特性, 而且是与长度成正比。

文献[84]利用一般的耗散涨落理论重新推导了热机械噪声, 并且揭示了远离第一共振点的噪声行为。光纤长度扰动的噪声谱密度一般表达式为

$$S_l(\omega) = \frac{2k_B T l}{\pi^3 A E_0 \omega} \sum \frac{\phi_N(\omega)}{N^2 [(1 - \omega^2 / \omega_N^2)^2 + \phi_N^2(\omega)]} \quad (2-4)$$

式中,  $k_B$  是玻尔兹曼常数,  $T$  是开尔文温度,  $l$  光纤长度,  $E_0$  是杨氏模量,  $A$  是光纤截面积,  $\phi_N(\omega)$  是  $N$  阶模式的损耗角,  $\omega_N$  是  $N$  阶共振频率点。假设损耗角做与频率无关, 可以得到

$$S_l(\omega) = \frac{2k_B T l \phi_0}{\pi^3 A E_0 \omega} \sum \frac{1}{N^2 [(1 - \omega^2 / \omega_N^2)^2 + \phi_0^2]} \quad (2-5)$$

如图 2.4 所示, 揭示了远离第一共振点的噪声行为。

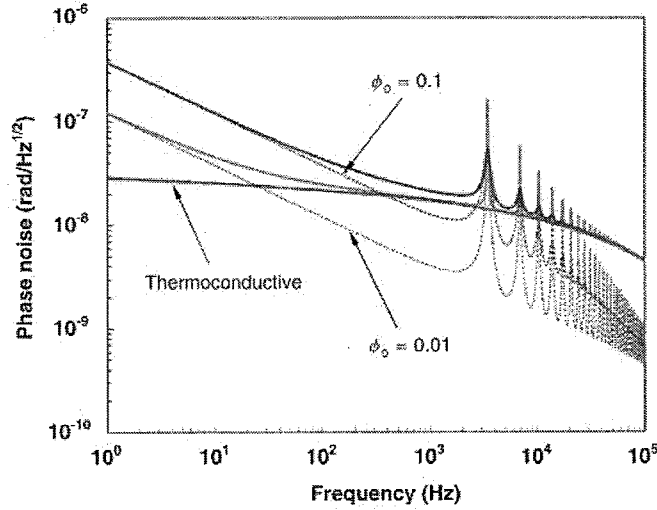


图 2.4 光纤本征热噪声谱 (红色实线: 热传导噪声; 蓝色点线:  $\phi_0 = 0.01$  热机械噪声; 棕色点线:  $\phi_0 = 0.1$  热机械噪声; 绿色实线:  $\phi_0 = 0.01$  时总的噪声; 紫色实线:  $\phi_0 = 0.1$  时总的噪声。)

如图 2.4 所示的数值计算结果, 热机械噪声在模式共振处存在一系列的共振尖峰。然而, 目前的实验并没有观察到该共振尖峰。

### 2.1.3 热传导噪声与热机械噪声的联系

研究光纤不同类型的噪声时, 耗散涨落理论是一个通用的理论分析工具。Duan [84] 利用机械耗散理论, 重新推导热传导噪声, 得到自发温度扰动的功率谱密度:

$$S_{\delta T}(\omega) = \frac{k_B T^2}{4\pi^2 l k} \text{Re}[\exp(\frac{i\omega r_0^2}{2D}) E_1(\frac{i\omega r_0^2}{2D})] \quad (2-6)$$

式中  $k_B$  是玻尔兹曼常数,  $T$  是开尔文温度,  $l$  光纤长度,  $k$  是热导率,  $D$  是扩散率,  $r_0^2 = a^2/2$ , 其中  $a$  为模场半径,  $E_1$  是指数积分函数。式 (2-6) 与 Foster 采用通常的统计方法推导出来的计算公式是完全一样的。

所以热传导噪声和热机械噪声之间具有一种更深层次的联系。在耗散涨落理论的观点之下, 这两种不同类型的噪声的区别在于其内部不同的耗散通道: 热传导噪声是由于热传导造成的温度弛豫; 而热机械噪声则是源自于光纤内部布朗运动的阻尼。

## 2.2 光纤本征热噪声的初步实验测量

### 2.2.1 光纤本征热噪声实验测量装置

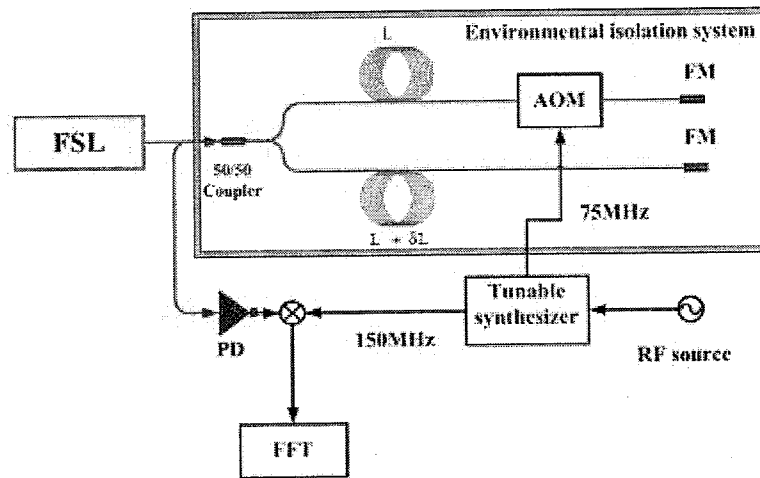


图 2.5 光纤本征热噪声实验测量装置 (AOM, acousto-optic modulator, 声光调制器, PC, polarization controller, 偏振控制器 PD, photodiode, 光电管, FFT, fast fourier transform, 快速傅立叶变换 FSL, fiber stabilized laser, 光纤干涉仪稳频激光器。)

如图 2.5 所示的光纤本征热噪声实验测量装置。等臂迈克尔逊干涉仪的一个干涉臂接上了声光调制器 (AOM), 在两臂的末端接上法拉第反射镜 (FM), 这样就能保证光信号来回通过同一段光纤, 抵消掉由于温度等引起的偏振方向的变化, 从而拍频信号能够稳定地保持在最大值。实验中, 采用光纤干涉仪稳频激光器 (FSL) 作为激光光源, 输出窄线宽稳频激光, 通过 50/50 耦合器的一个输入端分为两路, 分别进入等臂迈克尔逊干涉仪的两臂。其中一路稳频激光

经过声光调制器 (AOM) 进行移频, 移频频率为 75MHz, 由于稳频激光来回两次通过声光调制器 (AOM), 这一干涉臂的反射光会移频 150MHz; 另一路光不移频。这两个干涉臂的稳频激光拍频后经 50/50 耦合器输出, 被光电管接收后得到一个频率为 150MHz 的拍频信号。由同源作为参考的可调射频频率综合器提供另一路 150MHz 信号进行解调从而得到基带信号, 送给快速傅里叶变换频谱分析仪 (FFT) 进行频谱分析, 即可得到光纤的本征热噪声 (相位起伏)。

## 2.2.2 光纤本征热噪声实验噪声分析

2012 年, Robert E.Bartolo[83]首次利用马赫-曾德光纤干涉仪对光纤本征热噪声进行测量, 结果表明: 当频率大于 30Hz 时, Wanser 理论和 Duan 理论计算的噪声叠加与实验数据十分符合。而当频率小于 30Hz 时, 实验数据跟理论不符。通过考察其测量方案, 发现该实验在低频区域受到激光光源噪声以及探测方案的干扰。因此我们要改进测量方案并进行噪声来源分析。

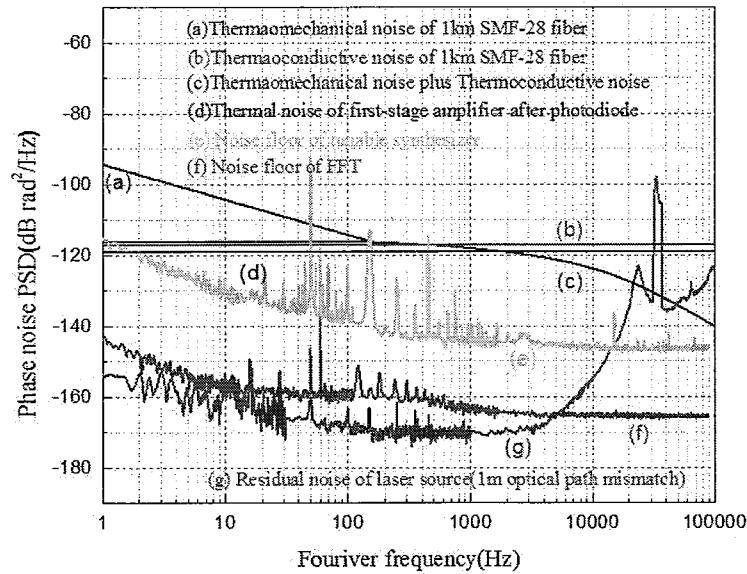


图 2.6 光纤本征热噪声测量实验噪声源分析

首先对于激光源的残留噪声, 只要干涉仪两臂存在长度差, 无论采用什么形式的干涉仪, 光源总会引入残留相位噪声。但是干涉两臂长度在实际制作中又不可能做到完全一样长, 既然长度差总是存在, 那我们就需要寻找多大的长度差对实验的影响可以忽略不计。

对于光纤干涉仪, 其相位噪声  $\Delta\phi(f)$  与光源频率噪声  $\Delta\nu(f)$  满足关系

$$\frac{\Delta\phi(f)}{\Delta\nu(f)} = 2\pi\tau \quad (2-1)$$

故若以光纤干涉仪稳频激光器为光源, 干涉仪两臂的长度差控制在 1m 以内, 那么由于干涉仪两臂长度差而引起的激光器频率噪声转化为相位噪声满足

$$\begin{aligned} 20\log_{10}(\Delta\varphi(f)) &= 20\log_{10} 2\pi\tau + 20\log_{10}(\Delta\nu(f)) \\ &= -150 + 20\log_{10}(\Delta\nu(f)) \end{aligned} \quad (2-2)$$

计算结果如图 2.6 (g) 所示, 可以看出, 频率范围为 1Hz 到 1kHz 范围内, 1m 不平衡长度所引入的残留相位噪声比理论计算值图 2.6 (c) 低 55dB, 因此由于干涉仪两臂差引起的噪声对光纤热噪声测量的影响可以忽略不计。

其次, Robert E. Bartolo[73]采用差分探测方法, 该方法会将光源的强度噪声引入测量系统。而采用外差式的探测方法则不会引入光强度噪声, 而且由于探测的是远离基带射频信号, 故而滤除了由于基带抖动引入的噪声, 可以极大的降低探测噪声对测量的影响。因此, 本实验将采用采用外差探测方法。但是外差式探测方法需要可调射频频率综合器来提供射频调制和解调信号, 其相位噪声会直接加载到探测系统之中, 因此可调射频频率综合器的相位噪声必须做到不会对测量造成影响。图 2.6 (e) 是采用的可调射频频率综合器的相位噪声,

其相位噪声功率谱密度为  $-115 \text{ dB rad}^2 / \text{Hz} (@1\text{Hz})$ , 比 1km SMF-28 光纤的理论计算值低 20dB, 不会对测量造成影响。

从图 2.6 可以看出 (d) 即光电管前级放大器的电子热噪声, 距离理论计算值 (c) 比较近, 其计算公式是

$$\begin{aligned} P_{dBm} &= 10\log_{10}(k_B T) - IN + G + N \\ &= -174 - IN + G + N \end{aligned} \quad (2-3)$$

式中  $k_B$  为玻尔兹曼常数,  $T$  为温度,  $IN$  为光电管输出的射频功率也即放大器的输入功率 (dBm),  $G$  为射频放大器的增益 (dB),  $N$  放大器的噪声系数 (所用的射频放大器是 Mini-circuit 公司的型号为 ERA-5+, 其增益为 18dB, 噪声系数为 4.5)。故可以通过增大光电管的光输入功率, 从而增加光电管射频输出功率, 如果能将射频放大器的热噪声降低 10dB, 那么就不会对测量结果造成影响。

另外, 实验中使用 Stanford Research System, SR760 进行傅里叶频谱分析, 其测量噪声平台如图 2.6 (f) 所示, 亦远离理论计算值, 对测量结果的影响可以忽略不计。

同时我们对实验装置进行环境噪声隔离如采用吸音棉, 隔声毛毡, 进行声波隔离; 密封铝箱以及真空铝罐可有效的隔离声波干扰和气流抖动; 利用被动隔振平台进行振动隔离以及采取主动温控以及被动隔温措施以减小温度起伏的扰动。这些措施能大大降低环境噪声对实验的影响。

综上所述, 如图 2.6 所示, 由于光源的残留噪声、快速傅里叶变换频谱分析仪 (FFT) 的噪底、光电管前级放大器的电子热噪声和可调射频频率综合器的噪声等都远低于光纤本征热噪声, 因此该测量装置可以满足测量光纤本征热噪声的要求。

### 2.2.3 光纤本征热噪声测量实验初步结果

#### 1、1308m 光纤本征热噪声

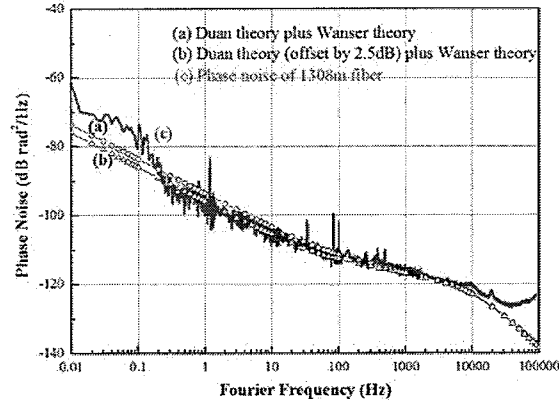


图 2.7 1308m SMF-28 光纤本征热噪声测量结果

图 2.7 (c) 是测量得到的 1308m 的 SMF-28 光纤本征热噪声的测量结果，图 2.7 (a) 是 Duan 理论和 Wanser 理论计算结果的叠加。计算所需的参数来自于表 2.1。

表 2.1 用于计算单模光纤 SMF-28 本征热噪声的参数

| Property                                 | Notation   | Value                                     |
|------------------------------------------|------------|-------------------------------------------|
| Wavelength                               | $\lambda$  | 1550 nm                                   |
| Temperature                              | $T$        | 300 K                                     |
| Refractive index temperature coefficient | $dn/dT$    | $9.2 \times 10^{-6} / \text{K}$           |
| Effective refractive index               | $n$        | 1.468                                     |
| Thermal expansion coefficient            | $\alpha_L$ | $5.5 \times 10^{-7} / \text{K}$           |
| Thermal conductivity                     | $\kappa$   | 1.37 W/(mK)                               |
| Thermal diffusivity                      | $D$        | $8.2 \times 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$ |
| Boundary condition parameter             | $k_{\max}$ | $3.846 \times 10^5 / \text{m}$            |
| Boundary condition parameter             | $k_{\min}$ | $3.848 \times 10^4 / \text{m}$            |
| Bulk modulus of the material             | $E_0$      | $1.9 \times 10^{10} \text{ Pa}$           |
| Cross-sectional area of the fiber        | $A$        | $4.91 \times 10^{-8} \text{ m}^2$         |
| Loss angle                               | $\phi_0$   | 0.01                                      |

可以看出，相对于曲线 (a)，实验数据在低频区域有一个 2.5dB 的偏置因子，当将 Duan 理论计算值减去这个偏置因子，实验数据与理论预测(图 2.7(b))在幅度上符合的非常好。出现这个 2.5dB 偏置因子的原因是在计算时，机械损耗角  $\phi_0$  和杨氏模量  $E_0$  采用的是频率为几十 kHz 时的测量值，但是在低频区域，这些数值并没有得到实验确认。如图 2.7 (b) 和 2.7 (c) 所示，频率范围从 0.2Hz 到 20KHz，实验数据与理论预测在幅度值是符合的非常好。当频率小于 0.2Hz

时,由于温度的缓慢抖动导致噪声的恶化;而在大于 20KHz 处的噪声是残留的激光频率噪声转化来的相位噪声。

## 2、光纤本征热噪声与光纤长度的关系

不管是 Wanser 理论还是 Duan 理论,其给出的计算光纤本征热噪声的公式均表明光纤本征热噪声跟光纤长度成正比。因此本次实验分别进行了光纤干涉仪的单臂长度分别为 327m、134m、68m 和 34m 的四组测量。由于采用的是等臂迈克尔逊光纤干涉仪,对应的产生本征热噪声的光纤长度分别为 1308m、536m、272m 和 136m,如图 2.8 所示,测量结果表明,光纤本征热噪声的确跟光纤长度成正比。这很容易理解,光纤越长,由于不处于绝对零度,光纤本身由于内部热运动受到的扰动越大。

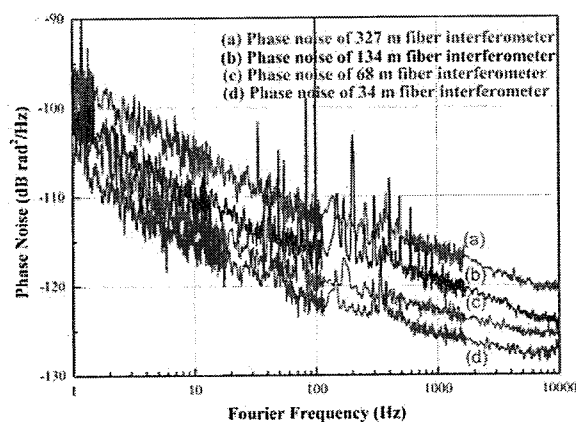


图 2.8 不同长度 SMF-28 光纤的本征热噪声测量结果

## 3、聚酰亚胺 (PI) 涂覆层光纤本征热噪声

根据 Duan 理论: 光纤本征热噪声的功率谱密度 (PSD) 正比于机械损耗角  $\phi$ 。因此可以通过减小光纤的机械损耗角来降低光纤本征热噪声。由于光纤的纤芯石英的  $Q$  值高达  $1 \times 10^6$  [85], 比光纤聚合物涂覆层的  $Q$  值大好几个量级, 而  $Q$  值与机械损耗角成反比关系, 所以纤芯对损耗角的贡献非常小, 机械损耗角的主要贡献来自于光纤聚合物涂覆层。因此可以通过减小光纤涂覆层厚度来减小损耗角。同时根据文献[86], 因为光纤纤芯石英的杨氏模量远高于光纤涂覆层的, 故改变光纤聚合物涂覆层的厚度并不会造成  $E_0 \times A$  改变太多。因此, 更薄涂覆层的光纤应该具有更低的热机械噪声水平。

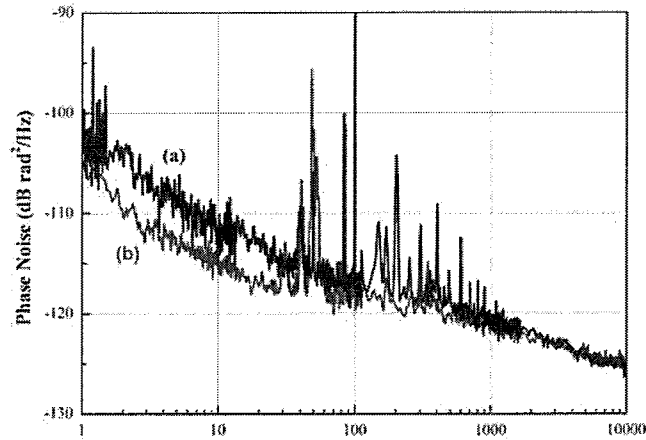


图 2.9 同样长度的聚酰亚胺 (PI) 涂覆层光纤与 SMF-28 光纤本征热噪声。(a) 134m 长的 SMF-28 光纤本征热噪声 (减去长度因子 1.14, 与 104m PI 光纤对比); (b) 104m PI 光纤本征热噪声。

实验中, 选取单臂长为 134m 的长飞公司的型号为 HT1510-A(9/125/155)的聚酰亚胺 (PI) 涂覆层的光纤搭建等臂迈克尔逊光纤干涉仪, 其涂覆层厚度为 15 $\mu$ m。412m 长的聚酰亚胺涂覆层的光纤的本征热噪声测量结果如图 2.9 (b) 所示。为了进行对比, 需要将 536m 的 SMF-28 光纤的本征热噪声水平减去长度因子 1.14dB。从图 2.9 中可以看出, 在 1Hz 到 40Hz 的低频区域, 聚酰亚胺 (PI) 涂覆层的光纤本征热噪声比同样长度的 SMF-28 光纤的本征热噪声小 5dB。但是由于缺少 SMF-28 光纤和聚酰亚胺涂覆层光纤的杨氏模量以及机械损耗角的实验数据, 建立这两个参数与热机械噪声的数量关系是十分困难的。尽管如此, 这个实验结果为降低光纤本征热噪声提供了一个可能的技术途径。

#### 2.2.4 实验结果与热机械噪声理论的不一致

尽管上述实验结果与理论在幅度上符合的很好, 并且在低频段满足  $1/f$  的噪声谱特性, 但是也发现了一些实验结果与理论不一致的地方如在实验中并没有观察到 Duan 理论所预测的谐振峰。根据 Duan 理论, 光纤长度的自发涨落是通过模式展开来分析的, 每个模式代表一个谐振子, 会导致一个谐振峰的出现, 谐振峰的频率反比于光纤的长度。因此实验中臂长为 327m、134m、103m、68m 以及 34m 的光纤干涉仪对应的第一谐振峰的频率分别为 5.6Hz、13.6Hz、17.8Hz、26.8Hz 以及 53.6Hz, 还有它们对应的谐波。如图 2.8 所示, 所测得不同长度的光纤本征热噪声谱中, 并没有观察到这些谐振峰。频率在 1Hz 以及 40Hz 附近零星分布的一些谐振峰是来自于地面振动及声波的噪声; 而频率范围在 80Hz 到 1KHz 的杂散峰则是来自于供电地线的噪声。

实验结果与理论的不一致是现有热机械噪声理论不能合理解释的。因此我们还需要对光纤本征热噪声做进一步更加深入的研究。

## 2.3 本章小结

本章介绍了光纤本征热噪声基本理论，并且进行了光纤本征热噪声初步测量实验。测量实验首次将测量范围拓展到次声波段，验证了光纤本征热噪声在低频区域确实符合  $1/f$  的噪声谱特性。同时还验证了光纤本征热噪声确实与光纤长度成正比关系。此外还测量了涂覆层更薄的聚酰亚胺光纤的本征热噪声，发现在 1Hz 到 40Hz 的低频区域，聚酰亚胺（PI）涂覆层光纤的本征热噪声比同样长度的 SMF-28 光纤的本征热噪声小 5dB。这为降低光纤本征热噪声提供了一个可能的技术途径。尽管上述实验结果在一定程度上与理论符合得非常好，但是也发现了一些实验结果与理论不一致的地方。实验中并没有观察到 Duan 理论所预测的谐振峰。这是热机械噪声理论不能合理解释的。这就令人思考，光纤本征热噪声是否存在其他的噪声机制或者影响因素？因此需要进一步的实验研究。

### 3、影响光纤本征热噪声的可能因素的实验验证

由 2.2.4 节我们知道，尽管聚酰亚胺光纤的测量结果有符合热机械噪声理论的一面，但是由于聚酰亚胺光纤的制造工艺和原材料与之前实验所用的单模 SMF-28 光纤不同，因此不能排除其它因素对光纤本征热噪声的影响。除此之外，光纤本征热噪声初步实验测量结果与现有光纤本征热噪声理论存在一些不一致、不协调的地方。这意味着我们需要对光纤本征热噪声进行更加深入的研究。因此，我们对影响光纤本征热噪声的可能因素进行了实验验证。

#### 3.1 光纤中的杂质离子浓度对光纤本征热噪声的影响

Foster[87]为了解释掺铒光纤激光器在低频区域的  $1/f$  噪声谱特性，在 2008 年提出了这样一种噪声机制：掺铒光纤中的稀土掺杂离子会吸收探测光，产生随机的宽带自发辐射，而这种稀土掺杂离子随机的自发辐射导致本地熵扰动的扩散。Foster 将掺铒光纤相关参数代入理论计算公式得到与实验数据相符的理论曲线。

热平衡状态下的温度扰动可以用经典的 Langevin 扩散方程来描述

$$c_v \dot{T} - \kappa_t \nabla^2 T = -\nabla \cdot \mathbf{h} \quad (3-1)$$

式中  $c_v$  是热容， $\kappa_t$  是热传导系数， $\mathbf{h}$  表示随机热流，其满足关系

$$\langle h_i(t, \mathbf{r}) h_j(t', \mathbf{r}') \rangle = 2\kappa_t K T^2 \delta_{ij}(t-t') \delta^3(\mathbf{r}-\mathbf{r}') \quad (3-2)$$

式中  $K$  是玻尔兹曼常数。式 (1) 的右边项又称为 Langevin 源，它表明随机能量交换必然导致平均能量的波动。

对于温度变化  $\Delta T$  的材料，单位体积内的能量变化  $u$  满足关系

$$u = T\Delta s = c_v \Delta T \quad (3-3)$$

其中  $\Delta s$  是熵的变化量。所以式 (3-1) 可以改写成以下形式

$$\dot{u} - \frac{\kappa_t}{c_v} \nabla^2 u = -\nabla \cdot \mathbf{h} + f \quad (3-4)$$

其中  $f$  为非 Langevin 源项。对整个体积  $V$  积分可以得到

$$\frac{dU}{dt} = \int_V f(t, \mathbf{r}) d^3x + \int_S \left( \frac{\kappa_l}{c_v} \nabla u - \mathbf{h} \right) \cdot d\mathbf{S} \quad (3-5)$$

其中  $U$  是体积  $V$  内总的能量,  $S$  是  $V$  的边界。因此可以看出,  $(\kappa_l/c_v)\nabla u$  是传导热通量, 非 Langevin 源项  $f$  可以看成单位体积内热量产生的速率。

对式 (3-4) 进行傅里叶变换, 可以得到

$$u(\omega, \mathbf{k}) = \frac{-ic_v \mathbf{k} \cdot \mathbf{h}(\omega, \mathbf{k}) + c_v f(\omega, \mathbf{k})}{\kappa_l(k^2 + 2ik_1^2)} \quad (3-6)$$

式中  $\omega$  是傅里叶频率,  $\mathbf{k}$  是波矢,  $k = \mathbf{k} \cdot \mathbf{k}$ ,  $k_1 = \sqrt{(\omega c_v)/(2\kappa_l)}$ 。

假设非 Langevin 源  $f$  是时间和空间不相关的随机源, 则其满足

$$\langle f(t, \mathbf{r}) f(t', \mathbf{r}') \rangle = Q \delta(t - t') \delta^3(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \quad (3-7)$$

其中  $Q$  表征温度依赖源的强度。对式 (3-6) 取复共轭, 并且与之相乘, 取平均可得

$$\langle u(\omega, \mathbf{k}) u^*(\omega', \mathbf{k}') \rangle = \frac{c_v^2 (2KT^2 \kappa_l k^2 + Q) \delta^3(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \delta(\omega - \omega')}{(2\pi)^4 \kappa_l^2 (k^2 + 2ik_1^2) (k'^2 + 2ik_1'^2)} \quad (3-8)$$

对式 (3-8) 进行化简可得

$$\langle u(\omega, \mathbf{r}) u^*(\omega', \mathbf{r}') \rangle = \frac{c_v^2}{8\pi^2 \kappa_l^2} F(k_1, \mathbf{R}) \delta(\omega - \omega') \quad (3-9a)$$

其中  $\mathbf{R} = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ ,

$$F(k_1, \mathbf{R}) = 2\kappa_l KT^2 \frac{e^{-k_1 R} \cos(k_1 R)}{R} + \frac{Q}{2k_1^2} \frac{e^{-k_1 R} \sin(k_1 R)}{R} \quad (3-9b)$$

可以看出在低频近似下, 式 (3-9b) 的第二项具有  $1/k_1^2$  因子。

上面推导得出的结论是普遍适用的。针对单模光纤, 由温度波动引起的噪声功率谱密度由下式给出

$$S_{\Delta T}(\omega) = \frac{KT^2}{4\pi^2 \kappa_l} \text{Re}[e^{ik_1^2 a^2/2} E_1(ik_1^2 a^2/2)] - \frac{Q}{16\pi^2 \kappa_l^2} \text{Im}[e^{ik_1^2 a^2/2} E_1(ik_1^2 a^2/2)] \quad (3-10)$$

其中  $E_1$  是标准指数型积分函数,  $a$  是光纤中高斯光束的模场半径。式 (3-10)

的第二项具有  $1/k_1^2$  因子, 也即是  $1/\omega$  因子。

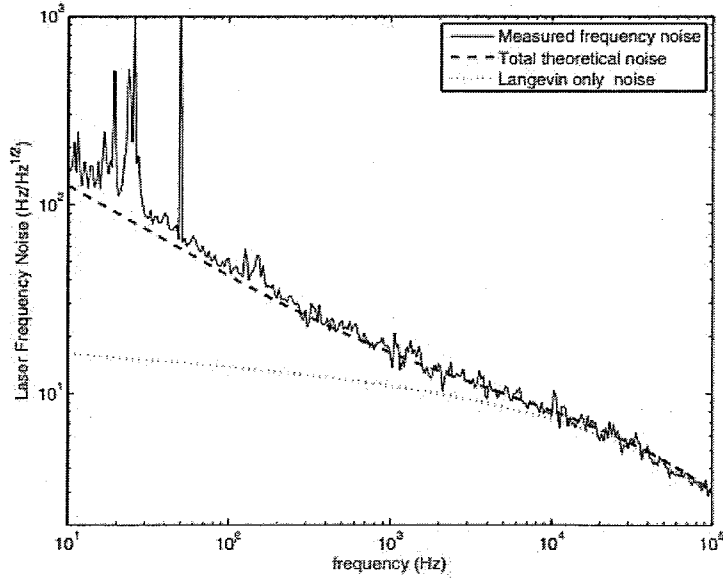


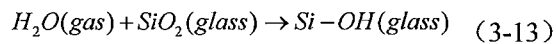
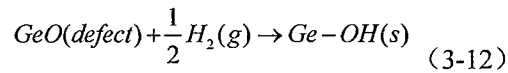
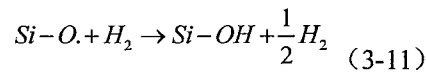
图 3.1 掺饵光纤激光器频率噪声测量结果与理论计算比较。来

自文献[87]

图 3.1 是 Foster 根据式 (3-10) 计算出的理论值与实验测量值的比较, 可以看出在 10Hz 到 100kHz 内, 实验测量值与理论计算值符合的非常好。这说明 Foster 的这种解释有其合理之处。

然而 Foster 针对的是掺饵光纤激光器, 其所用光纤为增益光纤。对于无源光纤, 内部没有稀土掺杂离子, 但存在很多固有的杂质离子, 这些杂质离子也有吸收光子并自发辐射的现象。光纤杂质中最多的就是氢氧根离子。因此无源光纤中的氢氧根离子会不会也存在一种类似的机制使之成为低频区域光纤本征热噪声的根源?

文献[88]表明光纤暴露在氢气氛围中会增加光纤的损耗, 而这种损耗可分为两类: 一是物理损耗, 主要是渗透或扩散过程。当光纤暴露的氢气环境中, 氢气分子渗透或扩散到光纤, 造成光纤的损耗。当氢气环境消失时, 光纤的损耗也会随之消失, 故又称可逆损耗。二是化学损耗, 顾名思义就是氢气与光纤中的杂质离子产生了化学反应[88]、[89]、[90], 例如:



这种由于化学反应产生的光纤损耗并不会因为氢气环境的消失而消失, 故又称不可逆损耗。反应的产物氢氧根离子 (-OH) 对光子的吸收是光纤产生不可逆转损耗的原因。文献[88]的实验表明这个不可逆损耗的增加与反应产物氢

氧根离子 ( $-OH$ ) 的浓度呈正比, 因此我们可以通过载氢实验来制备不同氢氧根浓度的光纤。

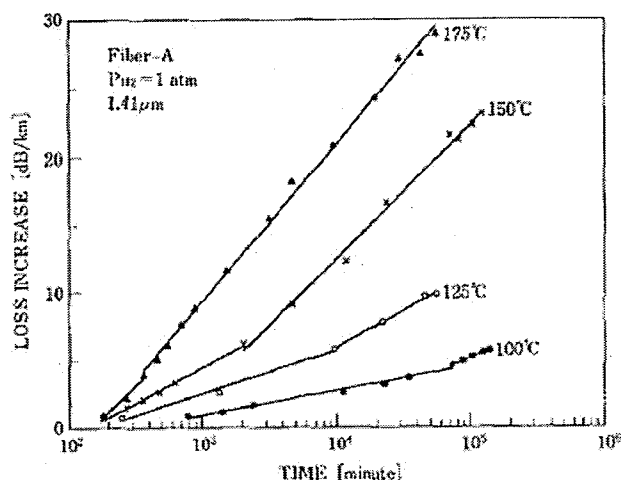


图 3.2 不同温度下氢氧根吸收峰处光纤不可逆损耗随时间的变化, 来自文献[88]

如图 3.2 所示, 将光纤放入不同温度下的氢气氛围中, 在氢氧根吸收峰出的不可逆转损耗 (扣除了可逆损耗) 随时间增加而线性增加, 这就表明光纤在氢气氛围中内部的氢氧根离子的浓度在不断增加。

我们设计了这样的实验方案: 将 536m 的 SMF-28 光纤放入一个标准大气压, 温度为  $80^\circ\text{C}$  的氢气氛围里反应, 时间分别为 12h、48h。载氢实验结束后, 使用等臂迈克尔逊光纤干涉仪光纤测量光纤本征热噪声。

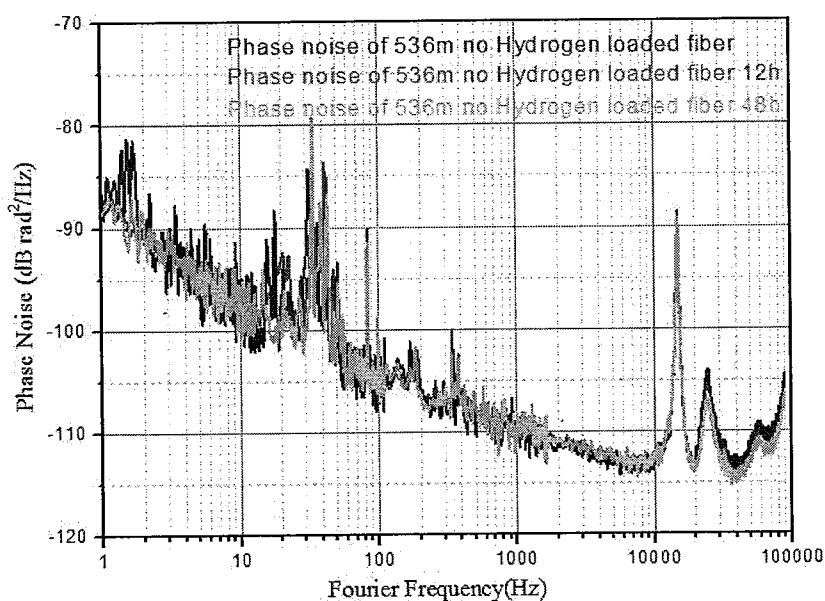
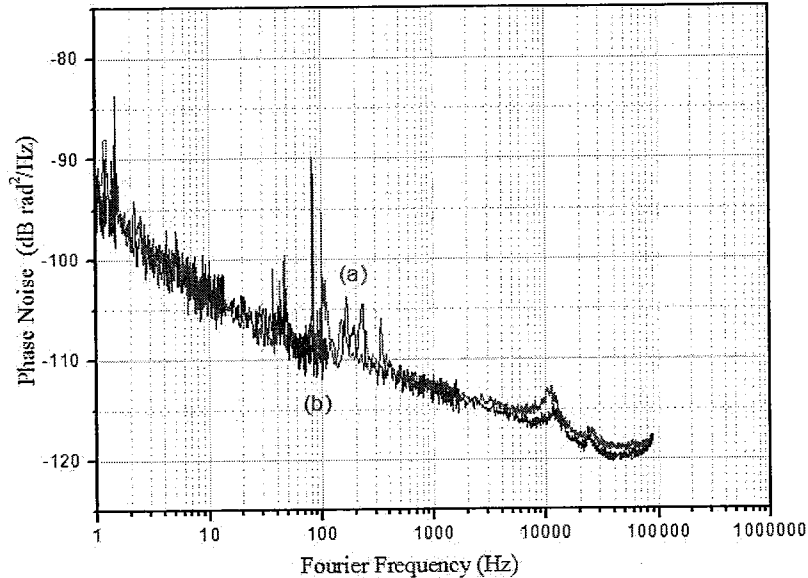


图 3.3 不同载氢时间下的光纤本征热噪声测量结果

图 3.3 是同种光纤、同样长度、不同载氢时间的的光纤本征热噪声测量结果。

忽略由于振动引起的毛刺的差别，可以看出，载氢时间分别为 12h 和 48h 的光纤本征噪声水平基本相同。因此，实验结果表明光纤本征热噪声与氢氧根离子浓度没有关系，或者这种效应微弱到探测不到。

以上的实验是增加光纤中的杂质离子浓度，另一个方向是减少光纤中的杂质离子浓度。因此我们选取纤芯为纯石英玻璃的光纤进一步验证光纤中杂质离子浓度对光纤本征热噪声的影响。纤芯为纯石英玻璃的光纤，纤芯内的杂质离子如氢氧根离子等的浓度基本可以忽略不计。将单臂长度为 67m 的纯石英玻璃纤芯的光纤以 0.8N 的张力缠绕在光纤支架上，使用搭建的等臂迈克尔逊干涉仪测量其本征热噪声。测量结果如图 3.4 所示。



3.4 不同纤芯的光纤的本征热噪声测量结果 (a) 张力为 0.8N、长度为 67m 的纤芯为纯石英玻璃的光纤本征热噪声 ;(b) 张力为 0.8N、长度为 134mSMF-28 光纤本征热噪声 ( 减去长度因子 3dB )。

可以看出，实验结果表明：同样长度（换算过来）、受到相同张力、同样涂覆层，但两种不同纤芯的光纤的本征热噪声水平基本一致。

综合分析以上两个实验结果，可以得到这样的结论：无源光纤中的杂质离子如氢氧根离子并不存在类似增益光纤中稀土掺杂离子会吸收探测光，产生随机的宽带自发辐射，进而导致本地熵扰动的扩散这样的噪声机制，或者这种机制产生的热噪声微弱到探测不到。

### 3.2 光纤的物理状态对光纤本征热噪声的影响

在测量载氢光纤的本征热噪声时，发现测得的本征热噪声水平比之前测量普通光纤的时候大了约 3dB，而这两次测量过程的区别就是光纤的物理状态不同。这里的所说的物理状态不同是指光纤缠绕在支架受到的张力不同和光纤的

弯曲半径不同。下面将对这两种情况进行具体分析。

### 3.2.1 光纤缠绕在支架上受到的张力

为了验证普通 SMF-28 单模光纤在自由状态下和张力的状态下本征热噪声的不同,我们测量了同样长度的无张力、自由状态下和张力为 0.1N 状态下的光纤的本征热噪声,结果如图 3.5 所示。

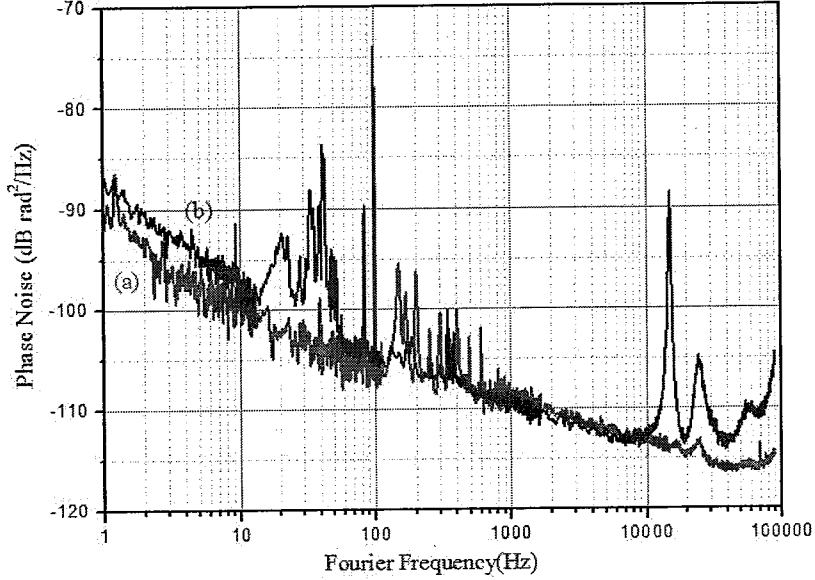


图 3.5 无张力、自由状态下与受张力 0.1N 的光纤本征热噪声测量结果 (a)无张力、自由状态下的光纤本征热噪声 ;(b)张力为 0.1N 状态下的光纤本征热噪声。

测量结果表明,在低频段(1Hz 到 100Hz),同种光纤,同样长度,无张力、自由状态下的同样长度的光纤本征热噪声比张力为 0.1N 的高了 3dB。这说明张力确实会影响光纤的本征热噪声。根据文献[91],我们提出了一种可能的解释:光纤在受到拉力的情况下,其品质因数  $Q$  会改变,进而光纤的机械损耗角也会改变。机械损耗角的改变满足关系

$$\phi'_0 = \phi_0 / D_n \quad (3-14)$$

式中  $\phi'_0$  是在受到拉力情况下光纤的机械损耗角,  $\phi_0$  是无拉力情况下光纤的机械损耗角。可以看出,存在一个稀释因子  $D_n$

$$D_n^{-1} = \frac{2}{k_e L} \left[ 1 + \left( 4 + \frac{(n\pi)^2}{2} \right) \frac{1}{k_e L} \right] \quad (3-15a)$$

其中

$$k_e = \sqrt{\frac{F + \sqrt{F^2 + 4EI\rho_L\omega^2}}{2EI}} \quad (3-15b)$$

式中  $F$  为光纤受到的拉力,  $E$  为光纤的杨氏模量,  $I$  为光纤的弯曲惯性力矩,  $\rho_L$  为光纤的线质量密度。

由式 (3-14)、(3-15) 可以得出, 光纤受到的张力  $F$  越大,  $k_e$  越大,  $D_n$  就越大,  $\phi_n'$  就越小。根据 Duan 理论光纤本征热噪声与光纤机械损耗角成正比, 那么光纤在受到张力的情况下热噪声的水平应该更低。图 3.5 的测量结果部分佐证了 Duan 理论。但是如果张力不断增加, 光纤的本征热噪声是否会随之不断的降低?

为了进一步验证光纤缠绕在支架上受到不同大小的张力是否会改变光纤本征热噪声, 我们进行了光纤张力实验。将同样长度的 SMF-28 光纤分别以 0.1N、0.2N、0.8N、4N 的张力缠绕在光纤支架上, 采用等臂迈克尔逊干涉仪测量其本征热噪声。实验结果如图 3.6 所示。实验结果表明, 同种光纤、同样长度, 张力分别为 0.1N、0.2N、0.8N 的光纤本征热噪声水平基本一致。甚至当张力增大到 4N 时, 同样长度、同种光纤的本征热噪声依然并未改变。

由于光纤由纤芯和涂覆层构成, 而纤芯的材料是熔石英, 涂覆层通常为聚合物, 两者的材料物理特性完全不同, 因此我们推测出现上述实验结果的可能原因是张力对不同材料的影响不同, 但还需要进一步的实验研究。

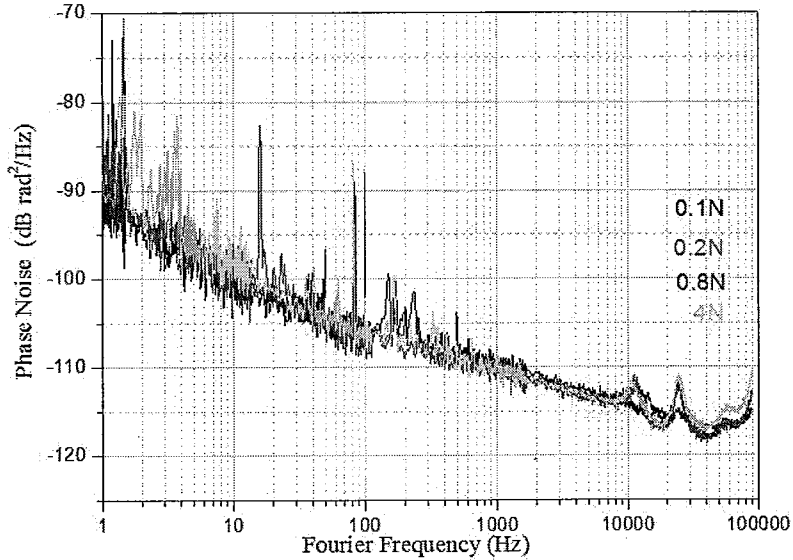


图 3.6 不同张力情况下光纤本征热噪声测量结果

### 3.2.2 光纤的弯曲半径

为了验证光纤的弯曲半径是否会影响光纤的本征热噪声, 我们制备了同样

长度、同种光纤，弯曲半径分别为 40mm、55mm 的光纤卷。测量结果如图 3.7 所示。忽略由于振动引起的毛刺，两者的本征热噪声水平完全一样。因此，光纤弯曲半径的大小并不会影响光纤本征热噪声。

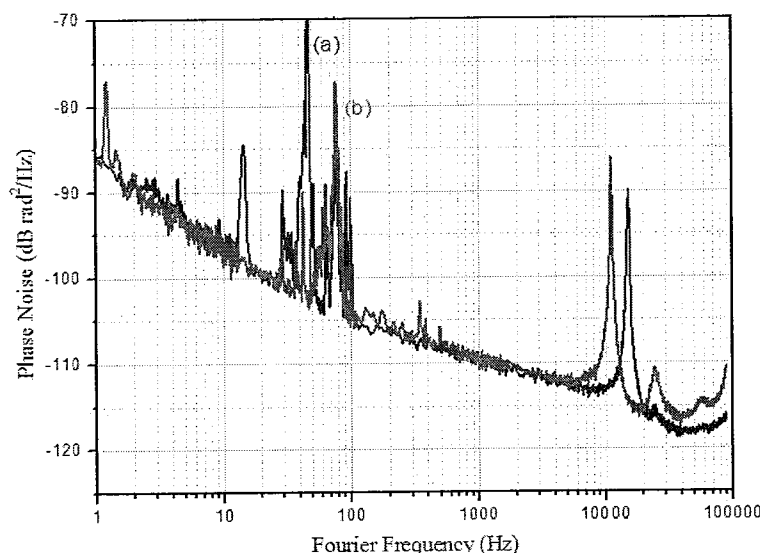


图 3.7 不同弯曲半径的光纤本征热噪声测量结果 ( a ) 弯曲半径  $R=40\text{mm}$  的光纤本征热噪声 ; ( b ) 弯曲半径  $R=55\text{mm}$  的光纤本热噪声。

综合以上实验结果，光纤中的杂质离子并未对光纤的热噪声产生明显的影响，光纤的弯曲半径同样也是。然而，光纤的张力对光纤的热噪声有着清晰的影响，但是张力因素的影响机制还不是很清楚，需要进一步的研究。

### 3.3 本章小结

本章主要是对影响光纤本征热噪声的可能因素进行了实验研究，主要以下从两个进行：光纤中的杂质离子浓度和光纤的物理状态。针对光纤中杂质离子浓度对光纤本征热噪声的影响，我们测量不同氢氧根浓度的光纤以及纯硅芯光纤的本征热噪声。实验结果表明光纤中的杂质离子浓度的大小不会影响光纤本征热噪声。针对光纤的物理状态，进行了张力实验和弯曲半径实验。实验结果表明在低频段，受张力为 0.1N 状态下的光纤的本征热噪声比自由状态下的光纤的本征热噪声要低 3dB，然而再继续增大光纤缠绕在支架上受到的张力，光纤本征热噪声则不再改变；而光纤的弯曲半径不会影响光纤的本征热噪声。

## 4、光纤干涉仪稳频激光器的优化升级

### 4.1 光纤干涉仪稳频激光器的基本原理

#### 4.1.1 光纤干涉仪稳频的基本原理

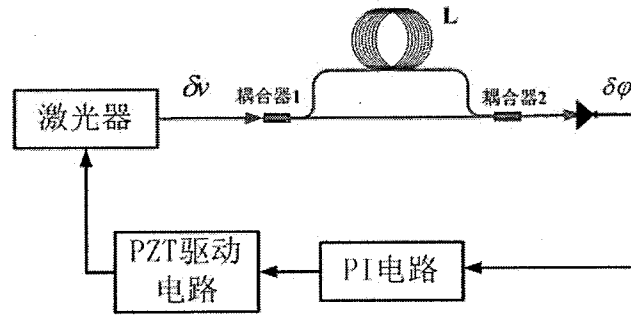


图 4.1 光纤干涉仪稳频原理图

光纤干涉仪稳频的基本原理如图 4.1 所示，激光器输出的激光经过耦合器 1 分成两路一路经过长度为  $L$  的光纤，称为长臂，另一路是长度尽可能短的光纤，称为短臂再两路光经耦合器 2 合路，被光电管接收。由于长臂的长度远大于短臂的长度，故光纤干涉仪两臂的长度差近似为长臂的长度  $L$ 。

假设激光器输出的激光信号频率为

$$\nu(t) = \nu_0 + \delta\nu(t) \quad (4-1)$$

式中  $\nu_0$  为激光器的中心频率， $\delta\nu(t)$  为激光信号的频率噪声。

同时假设光电管探测到的干涉仪两臂的相位差为

$$\phi(t) = \phi_0 + \delta\phi(t) \quad (4-2)$$

式中  $\phi_0$  为激光信号为  $\nu_0$  干涉仪两臂存在长度差而引起的相位变化， $\delta\phi(t)$

为激光信号的频率噪声  $\delta\nu(t)$  不等臂干涉仪后产生的相位噪声。

为了表征光纤干涉仪对激光信号频率噪声的鉴频特性，定义光纤干涉仪的传递函数为

$$T(t) = \frac{\delta\phi(t)}{\delta\nu(t)} \quad (4-3)$$

一般来说,我们习惯从频域上对光纤干涉仪的传递函数进行分析,故我们对  $\delta\phi(t)$ 、 $\delta\nu(t)$  进行傅里叶变换,得到

$$T(f) = \frac{\delta\phi(f)}{\delta\nu(f)} = \frac{1 - e^{-i2\pi f\tau}}{if} \quad (4-4)$$

式中  $f$  为傅里叶频率,  $\delta\phi(f)$ 、 $\delta\nu(f)$  分别为  $\delta\phi(t)$ 、 $\delta\nu(t)$  的傅里叶变换,  $\tau = \frac{nL}{c}$ ,  $n$  为光纤的折射率,  $c$  为真空中的光速。

当  $f \ll \frac{1}{\tau}$  时,

$$T(f) = 2\pi\tau \quad (4-5)$$

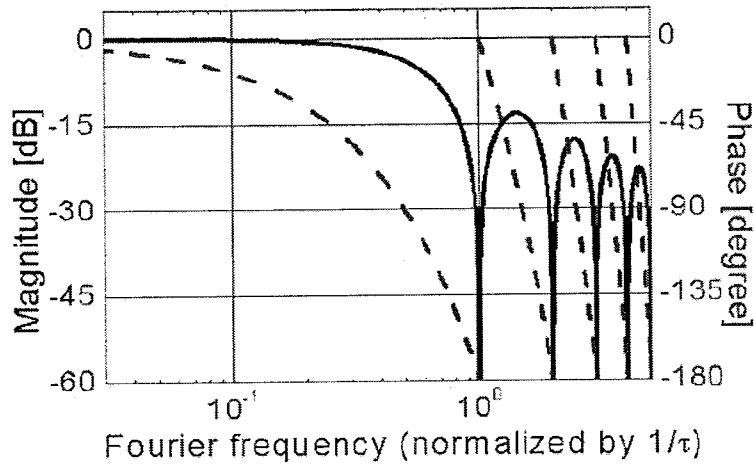


图 4.2 归一化传递函数 (横坐标以  $1/\tau$  归一化, 纵坐标以  $2\pi\tau$  归一化), 来自参考文献[92]

图 4.2 为光纤干涉仪归一化传递函数, 纵坐标表征光纤干涉仪对激光频率噪声的响应。从图 4.2 可以看出, 随着傅里叶频率的增加, 传递函数存在一系列过零点, 并且位于  $1/\tau$  的整数倍处。在这些过零点处, 干涉仪对激光频率噪声的响应为零。因此  $1/\tau$  表征了光纤干涉仪的响应带宽。选择更大的环路带宽即较小的  $\tau$  (即更小的光纤长度差  $L$ ), 可以更好地抑制激光器的频率噪声。同时, 当  $f \ll \frac{1}{\tau}$  时, 传递函数近似一条直线, 即为  $2\pi\tau$ , 因此在光纤干涉仪响应带宽内, 延迟时间  $\tau$  越长, 即更大的光纤长度差  $L$ , 频率噪声的增益越大, 即探测灵敏度越高。探测系统的噪声不受光纤延迟时间的影响, 更长的光纤 (更

长的时间延迟)可以提高探测系统的信噪比。所以增加光纤长度会提高光纤干涉仪稳频系统的信噪比,但是会减小系统的环路带宽。因此需要在环路带宽和系统信噪比两个方面折中考虑。

不等臂光纤干涉仪将激光的频率噪声转换为相位噪声,将探测到的相位噪声送入比例积分(PI)伺服电路进行处理,然后伺服信号被送入压电陶瓷 PZT 等频率控制端口的驱动电路,最终能够锁定到相位正交的位置,实现了激光频率的闭环锁定。

我们采用外差式不等臂迈克尔逊干涉仪的实验方案,如图 4.3 所示。迈克尔逊光纤干涉仪由两个法拉第反射镜,一个光纤耦合器,一个光纤延迟线组成。两干涉臂的光信号在干涉仪中来回行走的路径完全一样,但是偏振态转了 90 度,因此消除了由于光纤双折射效应引起的偏振方向的变化,其拍频信号会一直保持最大值。因此,相对于马赫-曾德干涉仪,迈克尔逊干涉仪虽然会引入一阶反射和一阶瑞利散射噪声,但其稳定性会更好。

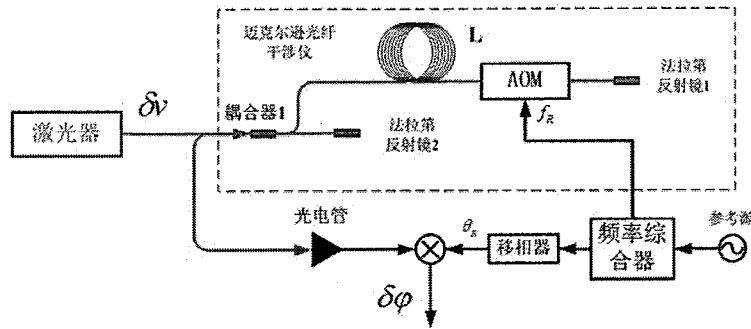


图 4.3 外差移频式迈克尔逊干涉仪稳频原理图( AOM:声光调制器 )

如果在光纤干涉仪的长臂中插入声光调制器这样一个移频装置,就构成了外差移频式迈克尔逊干涉仪。声光调制器(AOM)能使激光频率偏移  $f_R$ ,所以光电管探测到的信号为:

$$V_{PD} = V_0 + V_D + K \sin(\phi + 4\pi f_R t) \quad (4-6)$$

该信号送入混频器,由射频频率综合器产生的一个同样频率  $2f_R$  的信号进行解调,解调后的信号滤除了光功率贡献  $V_0$  和光电管暗电流的贡献  $V_D$ ,只会保留由频率噪声产生的相位起伏信号,因此该系统的噪声基底相对于零差系统大大降低。同时,干涉仪的输出相位  $\phi$  被锁定在射频频率综合器的输出相位  $\theta_R$

上,因此可以通过改变  $\theta_R$  而改变  $\phi$ 。当射频频率综合器中使用直接数字频率综合器(DDS)时,可以让射频频率综合器的输出产生一个小的频率偏置,从而可以通过对光纤干涉仪输出的相位进行线性扫相来实现对稳频激光器的线性扫

频。当激光锁定时，满足关系：

$$\phi + 2\pi f_s t = q\pi, \quad q \text{ 为整数, (4-7)}$$

激光频率为

$$\nu(t) = \frac{q\pi - 2\pi f_s t}{2\pi\tau} \quad (4-8)$$

故稳频激光的频率扫描速率为：

$$\left| \frac{d\nu(t)}{dt} \right| = \frac{f_s}{\tau}, \text{ Hz/s} \quad (4-9)$$

#### 4.1.2 光纤干涉仪稳频激光器的噪声分析

对于光纤干涉仪稳频激光器，其噪声来源主要可分为环内噪声和环外噪声两类。所谓的环是指反馈控制环路。对于环内噪声即控制环路之内的噪声主要包括被锁定的激光器的噪声，伺服电路的噪声以及耦合进入反馈环路的干扰噪声，这些噪声可以通过调节控制环路的参数如环路带宽及环路增益来进行优化。因此在光纤干涉仪稳频系统中环内噪声的贡献很小，主要贡献是环外噪声即控制环路之外的噪声，是参考系统的噪声，在这里就包括光学干涉仪的噪声，主要有光纤内反射和散射噪声、光纤本征热噪声、光电管探测噪声、外差探测结构的信号调制解调噪声。此外，还有如温度起伏、气流扰动、振动以及声波等外部环境噪声。下面我们将对这些环外噪声进行具体分析。

##### 1、光纤干涉仪内的反射和散射噪声

激光信号在光纤中传播时，对于一些波阻抗不连续点如光纤接头、熔接点以及光纤小角度弯曲的地方会产生反射。这些寄生反射信号会和其他有用的光信号拍频出信号进入到控制系统的误差信号中，成为激光器噪声的一部分。尽管光纤中很多这样波阻抗不连续的点导致光信号多次反射，但是非常微弱，所以可以只考虑单次反射的情况，同时只考虑干涉仪长臂的寄生反射，忽略干涉仪短臂的寄生反射。

对于外差移频式迈克尔逊干涉仪，如图 4.4 所示，黑色粗箭头代表激光信号在光纤中的传播过程，红色虚线箭头表示后向寄生反射，蓝色虚线箭头代表前向寄生反射。

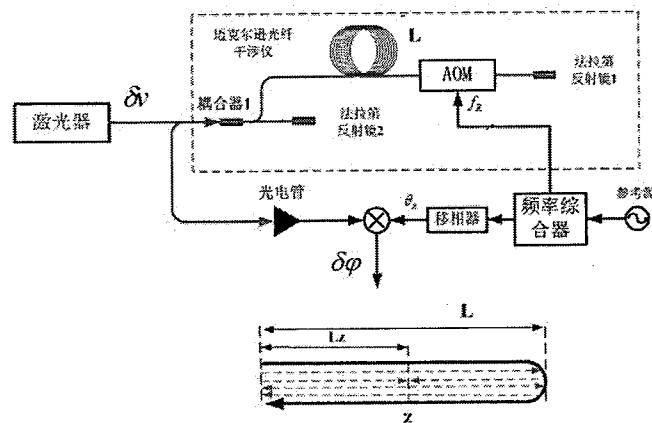


图 4.4 外差移频式迈克尔逊光纤干涉仪中的寄生反射示意图

假定寄生反射信号的偏振服从均匀分布，在寄生点  $L_z$  处由寄生反射引起的频率扰动的功率谱函数为：

$$\begin{cases} P_v(f) = \frac{1}{4} \left[ \frac{\eta(Z)}{2\pi\tau} \right]^2 \text{ Hz}^2 \\ f = \frac{2L_z n v'}{c} \end{cases} \quad (4-10)$$

式中  $\eta(z)$  为  $Z$  点的反射系数，并假定这个系数对于前向和后向反射是一样的， $v'$  为激光频率的扫频速率，

可以看出，激光进行扫频时，寄生反射引起的频率扰动在傅里叶频率谱上表现为一个杂散频率，这个杂散频率所在位置为  $f = \frac{2L_z n v'}{c}$ 。对于不扫频的稳频激光器来说，寄生反射导致一个频率偏置，对激光器的频率噪声没有影响，除非由于温度或者振动引起这个偏置的漂移。

激光信号在光纤中传播的时候不仅有寄生反射，同时还会存在瑞利散射现象，它是由光纤中石英玻璃密度的起伏变化导致的。瑞利散射是一种分布散射，它连续地分布于整个光纤。发生在干涉仪  $Z$  点处的瑞利散射定义为  $[L_z, L_z + \delta l]$  间

长度为  $\delta l$  的光纤产生的瑞利散射，后向瑞利散射的散射系数为  $\sqrt{\alpha_R \alpha_{RB} \delta l}$ 。计算可得  $Z$  点处一阶后向瑞利散射引起的频率扰动的功率谱函数：

$$\begin{cases} P_v(\delta f) = \frac{1}{4} \left[ \frac{\sqrt{\alpha_R \alpha_{RB} \delta l}}{2\pi\tau} \right]^2 \text{ Hz}^2 \\ f = |f_{L_z} - f_{L_z + \delta l}| = \left| \frac{2L_z n v'}{c} - \frac{2(L_z + \delta l) n v'}{c} \right| = \frac{2n\delta l v'}{c} \end{cases} \quad (4-11)$$

其功率谱密度函数 (PSD)：

$$S_v(f) = \frac{P_v(\delta f)}{\delta f} = \begin{cases} \frac{c\alpha_R \alpha_{RB}}{32m v' \pi^2 \tau^2} & f \leq \tau v' \text{ Hz}^2 / \text{Hz} \\ 0, & f > \tau v' \end{cases} \quad (4-12)$$

上式表明，仅在傅里叶频偏  $f \leq \tau v'$  的频域内，一阶后向瑞利散射引起的噪声才会存在，且与干涉仪长臂光纤的长度  $L$  和稳频激光器的扫频速率  $v'$  成反比关系。因此可以通过增加干涉仪的长度来减小瑞利散射噪声，但是会因此减小环路的控制带宽，同时光纤的本征热噪声也会变大。可以采取在干涉仪短臂插入一个移频器件如声光调制器的方法消除一阶寄生反射和向后瑞利散射。如图 4.5 所示，可以在干涉的输出区分哪些是有用信号，哪些是寄生发射和散射干扰。

图 4.5 中，光纤干涉仪输出的有用信号的频率是  $2f_{AOM1} - 2f_{AOM2}$ 。因为这个频率

不同于任何和干涉仪长臂中单次反射或散射有关的差拍信号频率，所以对这些单次反射或散射引起的干扰免疫。虽然采用这种结构不能将其消除二阶寄生反射和散射，但是通常这些二阶效应都非常微小，可以忽略。

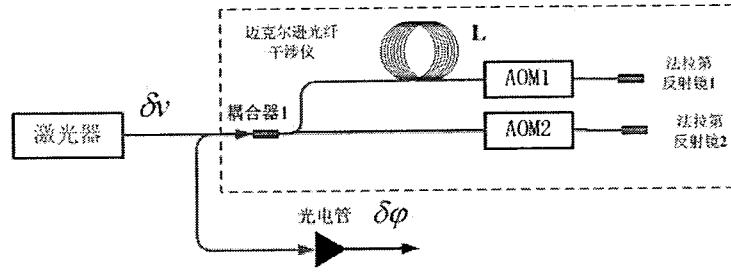


图 4.5 消除一阶寄生反射和瑞利散射的迈克尔逊干涉仪结构图

## 2、光纤本征热噪声

由第 3 章可知，光纤本征热噪声是光纤物理系统的最终限制因素，因此对光纤干涉仪稳频激光器也不例外。很多人对光纤本征热噪声进行了深入研究。1992 年，Wanser[78]提出了一个简明的公式来估计光纤的热噪声幅度，即：

$$S_T(\omega) = \frac{2\pi k_B T^3 L}{\lambda^2 \kappa} \left( \frac{dn}{dT} + n\alpha_L \right)^2 \ln \left( \frac{k_{\max}^4 + \left(\frac{\omega}{D}\right)^2}{k_{\min}^4 + \left(\frac{\omega}{D}\right)^2} \right) \quad (4-13)$$

式中， $k_B$  是玻尔兹曼常数， $T$  是开尔文温度， $L$  是光纤长度， $\lambda$  是激光波长， $dn/dT$  是折射率温度系数， $n$  是折射率， $\alpha_L$  是线热膨胀系数， $\kappa$  是热导系数， $D$  是热扩散系数， $k_{\max}$  和  $k_{\min}$  是边界条件。随后，Foster[81]针对分布式反馈光纤激光器，考虑了光纤有限包层带来的影响，提出了一种新的模型来计算光纤本征热噪声。实验结果表明：在高频段，该理论预测值与实验数据符合得非常好；在低频端，理论预测与实验数据则是完全不符合。最近，Duan[82]提出了热机械噪声理论，预测了在低频段，光纤本征热噪声的  $1/f$  谱特性。随后，Batolo 等[83]进行了测量实验，实验结果，在频段范围从 30 Hz 到 100 kHz 内，与将热传导噪声和热机械噪声叠加起来的噪声符合的很好。最近，Dong[93]等在测量光纤干涉仪超稳激光的频率噪声的实验中也观察到了  $1/f$  的噪声谱特性。

## 3、环境噪声

对于光纤干涉仪稳频激光器，由于干涉仪系统非常容易受到外界环境的影响。其中环境温度的起伏、气流的扰动，平台的振动以及声波噪声的干扰等环境噪声是主要贡献者，因此为了得到超低噪声的光纤干涉仪稳频激光器，必须对这些噪声进行隔离和屏蔽。

环境温度的起伏影响的频域范围主要是近频端（傅立叶频率低于几个赫兹），可以使用良好的隔热材料，采用多层隔温的结构来隔离。气流的扰动影响的频域范围从近频端到几十个赫兹，可以使用气密性的腔室或者真空腔室来屏蔽。平台的振动影响的频域范围从近频端到上百赫兹，可以采用隔振平台或者设计具有低振动灵敏度的光纤干涉仪的支架来隔离。而声波噪声的干扰则覆盖了几十赫兹到几百赫兹的范围，采取的措施主要是使用多层的腔体，例如，在光纤干涉仪腔体外再罩一个外腔体，腔体的内表面覆盖声波吸收材料，例如泡沫塑料等。

#### 4、电子学噪声

这里的电子学噪声是指光纤干涉仪稳频激光器的电子学系统带来的噪声，主要是指频率综合器的噪声、光电探测器的噪声以及反馈控制电路的噪声。下面分别对这三种噪声进行分析。

在电子学噪声中，射频频率综合器噪声是较为主要的一项。射频频率综合器提供调制和解调的射频信号，其相位噪声直接加载到光纤干涉仪的相位噪声之上，会反馈到激光器的频率控制端口，进而恶化稳频激光器的频率噪声。这项噪声主要来源于可以精细调节频率的直接数字频率综合器（DDS）。因此必须采用一定的方式降低 DDS 的噪声。

光电探测器的噪声[94]主要分成两部分：热噪声即 Johnson noise 和散弹噪声。

热噪声电流是由于处在热平衡状态下电导体内电荷载流子（通常是电子）的热运动产生的噪声电流，通常表现为白噪声特性。光电探测器产生的热噪声电流可以表示为：

$$i_j^2 = \frac{4k_B T}{R} \quad (4-14)$$

式中， $k_B$  为玻尔兹曼常数， $T$  为热力学温度， $R$  为光电探测器的分流电阻。因此可以计算出光电探测器的信噪比，也即热噪声引起的干涉仪输出信号的相位起伏谱密度函数：

$$\phi_j^2(f) = \frac{i_j^2}{i_s^2} = \frac{k_B T}{R \eta^2 P_{opt} P_{ops}} \quad rad^2 / Hz \quad (4-15)$$

根据式（4-4），可以得到近频端（傅里叶频率  $f \ll 1/\tau$ ）由光电探测器热噪声电流引起的频率噪声谱密度函数：

$$S_j(f) = \frac{\phi_j^2(f)}{(2\pi\tau)^2} = \frac{k_B T}{4\pi^2 \tau^2 R \eta^2 P_{opt} P_{ops}} \quad (4-16)$$

散弹噪声电流是光电探测器的 P-N 结区域产生散弹噪声电流。其功率谱密度函数可以表示为：

$$i_n^2 = 2e\eta P_{opt} \quad A^2 / Hz \quad (4-17)$$

式中， $e$  是单位电荷， $\eta$  是光电管的量子效率， $P_{opt}$  是光电探测器探测到的

光功率。光电探测器探测到的信号功率可表示：

$$i_s^2 = 4\eta^2 P_{opt} P_{opt} A^2 \quad (4-18)$$

式中， $P_{opt}$  是光纤干涉仪长臂的光功率， $P_{opt}$  是光纤干涉仪短臂的光功率。可以得到光纤干涉仪光电探测器的噪声信号比，即散弹噪声引起的干涉仪输出信号的相位起伏谱密度函数：

$$\phi_{shot}^2(f) = \frac{i_n^2}{i_s^2} = \frac{eP_{opt}}{2\eta P_{opt} P_{opt}} \quad rad^2 / Hz \quad (4-19)$$

根据光纤干涉仪传递函数，可以得到近频端（傅立叶频率  $f \ll 1/\tau$ ）由光电探测器散弹噪声电流引起的频率噪声谱密度函数：

$$S_{shot}(f) = \frac{\phi_{shot}^2(f)}{(2\pi\tau)^2} = \frac{eP_{opt}}{8\pi^2\tau^2\eta P_{opt} P_{opt}} \quad Hz^2 / Hz \quad (4-20)$$

通常在实验中，由光电探测器散弹噪声和热噪声引起的频率噪声都非常低，远小于光纤干涉仪的本征热噪声，因此可以忽略。

最后就是反馈环路的噪声。反馈环路的噪声通常是运放的噪声和电阻的热噪声。因此可以采取选用噪声更低的运算放大器和更小阻值的电阻网络来降低这部分的噪声。

## 4.2 光纤干涉仪稳频激光器的初步试验

### 4.2.1 光纤干涉仪稳频激光器的实验装置

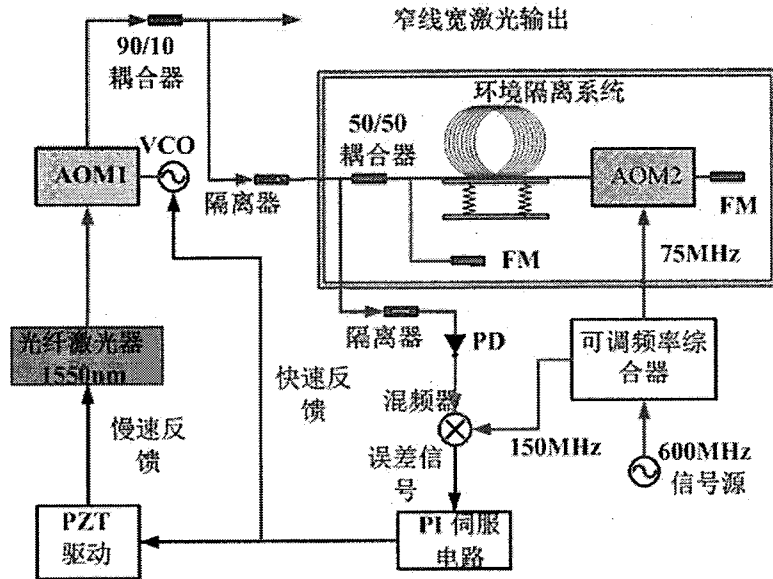


图 4.6 光纤干涉仪稳频激光器实验装置图，来自文献[93]

光纤干涉仪稳频激光器的实验设置如图 4.6 所示。掺铒光纤激光器（波长为 1550nm）输出的激光信号经过一个声光调制（AOM1）进入 90/10 光纤耦合器，分为两路，其中 90% 那一路作为激光的输出，进行测量或其他用途；10% 那一路通过光纤隔离器进入不等臂迈克尔逊光纤干涉仪。光纤干涉仪由 50/50 耦合器、长度为 500m 的光纤延迟线、声光调制器（AOM2）和两个法拉第反射镜（FM）构成。光纤干涉仪的长臂熔接了声光调制器（AOM2），并由可调频率综合器提供调制频率为 75MHz 的调制信号。迈克尔逊光纤干涉仪长臂的激光信号，经过声光调制器（AOM2）两次移频（共移频 150MHz）与干涉仪短臂的没有移频的激光信号在 50/50 耦合器里拍频输出，经过隔离器被光电探测器接收到。因此光电探测器输出 150MHz 的射频信号，该信号与由可调频率综合器调制提供的 150MHz 解调信号混频得到误差信号，误差信号送入比例积分（PI）伺服电路进行处理，输出的伺服信号有两路，其中快速变化信号反馈给驱动声光调制器（AOM1）的压控振荡器（VCO），慢速变化信号反馈给掺铒光纤激光器的压电陶瓷（PZT）控制端口。光纤干涉仪稳频激光器就实现了闭环锁定。

实验时，我们对不等臂迈克尔逊干涉仪进行了细致的环境隔离措施。选用被动式隔振平台对振动噪声进行隔离；制作一个密封的铝箱内表面覆盖声波吸收材料，例如吸音棉，外表面覆盖隔音毛毡，对声波噪声进行抑制；将光纤延迟线放入一个密封的铝罐并将铝罐放入密封的低空气密度的真空收纳袋中隔离气流的扰动；同时我们对铝箱进行主动控温，降低了温度抖动对激光器频率噪

声的影响。

#### 4.2.2 光纤干涉仪稳频激光器的性能评估

为了对光纤干涉仪稳频激光器进行测量和性能评估，我们搭建了两台独立的完全一样的光纤干涉仪稳频激光器。所谓的独立是指两台光纤干涉仪稳频激光器具有独立的激光源、干涉仪系统、电子学系统及环境隔离措施；所谓的完全一样是指两套系统用同样的方式搭建起来，所用器件也完全相同。这样就可以做到在测量时，两台光纤干涉仪稳频激光器的贡献一样。

对于稳频激光器的评估指标，一般从以下三个方面进行：激光器频率噪声、激光器拍频线宽和激光频率稳定度。下面是具体测量结果。

##### 1、激光器频率噪声

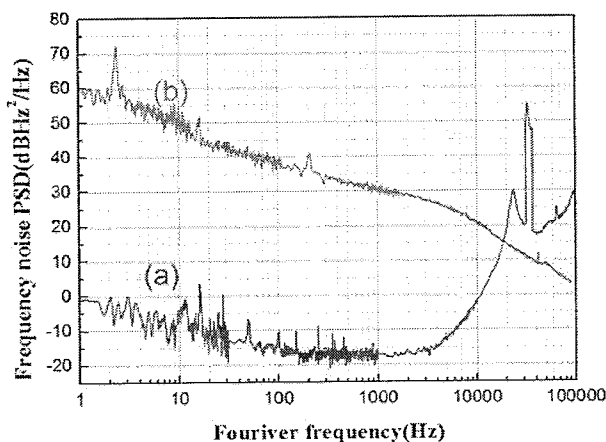


图 4.7 光纤干涉仪稳频激光器频率噪声测量结果

##### (a) 自由运转的激光器频率噪声 (b) 稳频激光的频率噪声

图 4.7 是光纤干涉仪稳频激光器频率噪声测量结果。可以看出，在傅里叶频率小于 1kHz 的频率内，稳频之后激光器的频率噪声相对于自由运转时激光器的频率噪声下降了超过 47dB。光纤干涉仪稳频激光器的频率噪声在 1Hz 频偏处小于  $0.8 \text{ Hz}^2/\text{Hz}$  ( $-1 \text{ dB Hz}^2/\text{Hz}$ )，从 200Hz 到 1kHz，达到  $0.016 \text{ Hz}^2/\text{Hz}$  ( $-18 \text{ dB Hz}^2/\text{Hz}$ )。这是两台光纤干涉仪稳频激光器的频率噪声。对于单台，还要再减去 3dB。

此外，通过分析光纤干涉仪稳频激光器的噪声来源，如图 4.7 所示，发现激光频率噪声在 200Hz 到 1kHz 在范围内受限于光纤本征热噪声，而且从 3.6Hz 到 100Hz，满足 Duan[82]理论预测的  $1/f$  的噪声谱特性。对于光纤本征热噪声，已在第 3 章详细分析过。这个结果为我们升级光纤干涉仪稳频激光器指明了方向。

##### 2、激光器拍频线宽

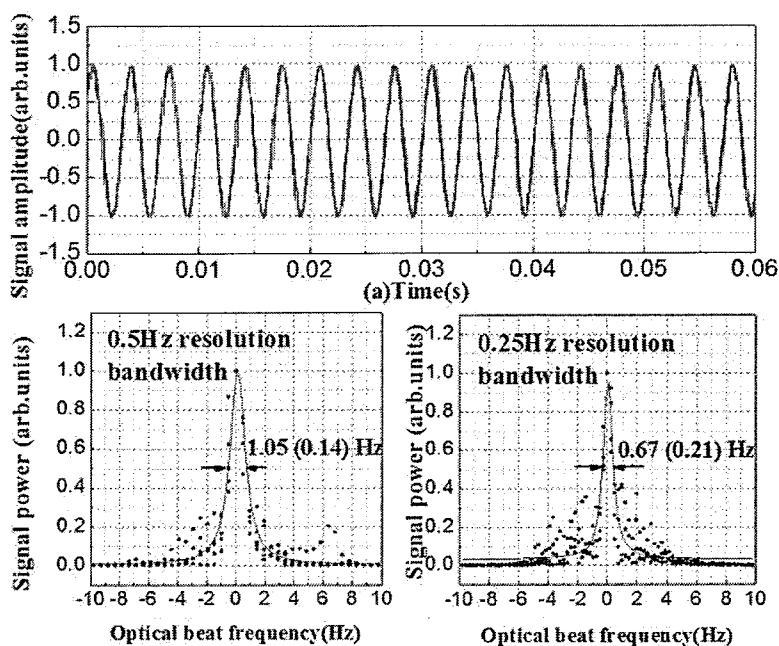


图 4.8 光纤干涉仪稳频激光器拍频线宽测量结果

(a) 拍频信号 (b) 测量的拍频线宽

图 4.8 为光纤干涉仪稳频激光器拍频线宽的测量结果。可以看出当快速傅里叶频谱分析仪 (FFT) 的分辨带宽为 0.5Hz 时, 拍频线宽为 1.05Hz; 当分辨带宽为 0.25Hz 时, 拍频线宽为 0.67Hz。

### 3、激光频率稳定度

图 4.9 为光纤干涉仪稳频激光器频率稳定度测量结果。可以看出, 两台光纤干涉仪稳频激光器的短期频率稳定度为  $7 \times 10^{-15} @ (0.1-1s)$ , 而热噪声闪烁平台为  $5.3 \times 10^{-15}$ , 说明稳频激光器的性能已接近系统的热噪声极限。1s 之后, 光纤干涉仪稳频激光器的频率稳定度变差, 这是因为光纤的热膨胀系数约是超稳腔材料 (如 ULE) 的 300 倍, 所以光纤干涉仪稳频激光器更容易受到环境温度抖动影响的影响。因此这也是光纤干涉仪稳频激光器需要升级优化的部分。

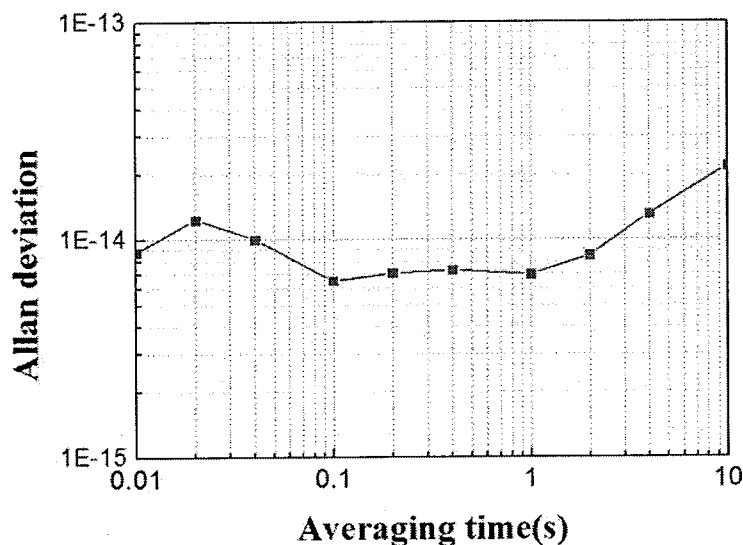


图 4.9 两台光纤干涉仪稳频激光器频率稳定度测量结果

### 4.3 光纤干涉仪稳频激光器的优化升级

由 4.2 节可知, 我们成功研制了拍频线宽小于 0.67Hz, 短期 (0.1-1s) 频率稳定度小于  $7 \times 10^{-15}$  的光纤干涉仪稳频激光器, 其频率噪声小于  $0.8 \text{ Hz}^2/\text{Hz}@1\text{Hz}$  ( $-1 \text{ dB Hz}^2/\text{Hz}@1\text{Hz}$ ), 达到  $0.016 \text{ Hz}^2/\text{Hz}@ (200\text{Hz}-1\text{KHz})$  ( $-18 \text{ dB Hz}^2/\text{Hz}@ (200\text{Hz}-1\text{KHz})$ )。根据上文对系统噪声的分析, 目前激光器的长期稳定度受限于环境温度的起伏, 并且射频系统的噪声对将来低热噪声的系统会有较大的影响。本节着重介绍对稳频激光器热控和热屏蔽系统以及射频系统的优化升级。

#### 4.3.1 温控和热屏蔽系统

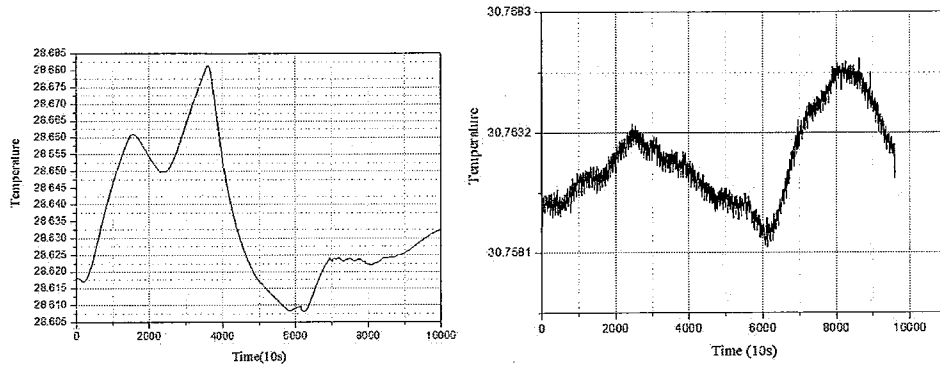
由 4.2.2 节可知, 光纤干涉仪稳频激光器的频率稳定度在 1s 之后变差是由于光纤的热膨胀系数更大, 更容易受温度影响。因此, 为了将光纤干涉仪稳频激光器升级, 必须对温控系统升级, 必须有更加细致的温控措施。

首先重新设计了用于温控的加热片的分布结构。初步实验中, 密封铝箱的五个表面的靠近中心位置分别贴上两块加热片, 并将热敏电阻放在旁边, 用于监测温度变化。但是这样做会使加热功率分布不均, 中间与边缘差别大, 因此温度抖动也会更大。升级后的加热片和热敏电阻分布结构是将密封铝箱的五个表面贴满加热片, 并将加热片串联起来。这样箱体的单位面积的加热功率接近一致。同样将热敏电阻放在每个表面的中心位置, 用于温度检测。此外, 在加热片的表面贴上一层保温泡沫, 使整个箱体的保温效果更好。

其次, 使用更为精密的温控仪器。初步实验中, 采用的是自制的温控电路对铝箱进行温控。自制的温控电路只能单点控温, 不能多点控温; 其性能依赖于参数调节情况而且参数调节非常麻烦、不便; 同时还要对温控电路进行环境

保护措施。升级后的温控系统，采用精密温控仪，其温度分辨率能达到 1mK，而且能自动整定、调节 PID 反馈参数。

实验中，使用精密温控仪对铝箱进行温控，实验结果如图 4.10(b)所示。可以看出，铝箱达到热平衡之后，其 24 小时的温度波动小于 7mK。温控效果要好于之前用自制温控电路的效果，其 24 小时的温度波动约为 80mK，如图 4.10(a) 所示。



(a) 旧系统的温控结果 (b) 新系统的温控结果

图 4.10 升级前后对铝箱温控结果对比

此外，为了进一步减小光纤干涉仪感受到的温度抖动和漂移，我们还使用热模拟软件 Thermal Desktop 设计热屏蔽系统并进行热模拟分析。下面将进行具体说明。

#### 1、Thermal Desktop 热模拟软件简介

Thermal Desktop 是一个利用抽象网络、有限差分和有限元模拟方法的、能让学生快速建模、分析和后处理复杂热/流体模型的软件工具。Thermal Desktop 是世界上第一款专门为热工程师设计的软件工具包，既保留了传统热分析中的真实曲面、精确的曲体单元属性计算、自由指定的模型规模（节点数目）等优势；又结合了当前热模型直接利用 CAD 模型产生的流行趋势，能完全利用 CAD 模型和 CAD 建模工具快速准确地产生热模型。Thermal Desktop 基于 PC 设计环境，用于生成电子产品和运载工具的热力模型。用户可以直接使用已有的 CAD 模型建模，也可以以这些热模型为参考，通过“自动抓取关键点”快速生成 Thermal Desktop 的有限元、曲面和实体，完成热模型的设计和前后处理工作。其发展了热容—热导网络模型用于 SINDA/FLUINT 的输入，并且接触热导、绝热、热负荷及加热器等多种热分析类型的能力。Thermal Desktop 具有以下功能和特点：

- 图形界面下的接触热导、隔热、热载荷和加热器模拟；
- 方便地进行敏感性分析和快速考核多种可能工况；
- 材料热物性数据库；
- 恒定或随温度变化的热容和热导；
- 非各向同性导热；
- 能在任何单位制下工作；

- 有限元——三角形、四边形、四面体、楔形体、立方体；
- 能快速定位节点及相关属性；
- 全面的 3D 温度、热容、热流率等参量的后处理显示功能；
- 导热、对流、辐射等多种节点和热导类型；
- 多层隔热材料 (MLI)、泡沫材料、烧蚀材料模拟；
- 单点与多面间的热导连接 (模拟对流换热)；
- 多样的用户评价功能 (彩图、动画、曲线等)，便于文档生成等等。

## 2、热模型建立过程

根据热屏蔽系统的具体情况我们建立如图 4.11 所示的热模型，其中网格划分时，对每层屏蔽结构在高度上设置十个节点，厚度上三个节点；而对光纤支架的光纤缠绕面，高度上设置五个节点，厚度仍为三个节点。参数设置主要是针对热传导和热辐射。

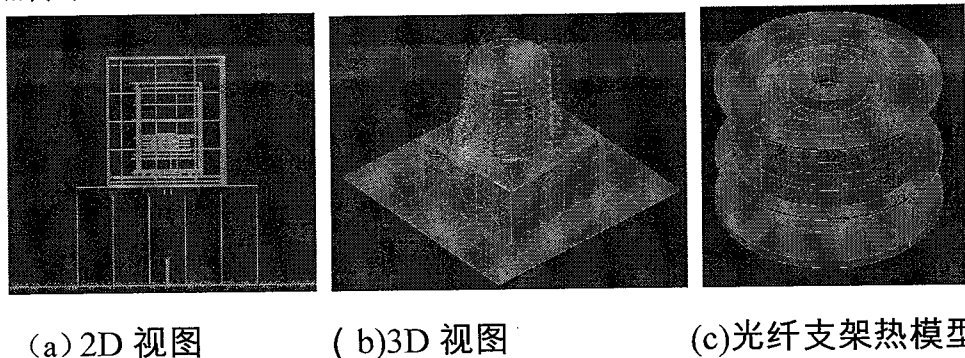


图 4.11 热屏蔽系统热模型

## 3、热模拟结果

### 1) 有无屏蔽筒以及声光的热影响

原有的实验中，直接将光纤支架放在真空罐里。现在模拟支架与真空罐之间加入三层屏蔽筒的情况。

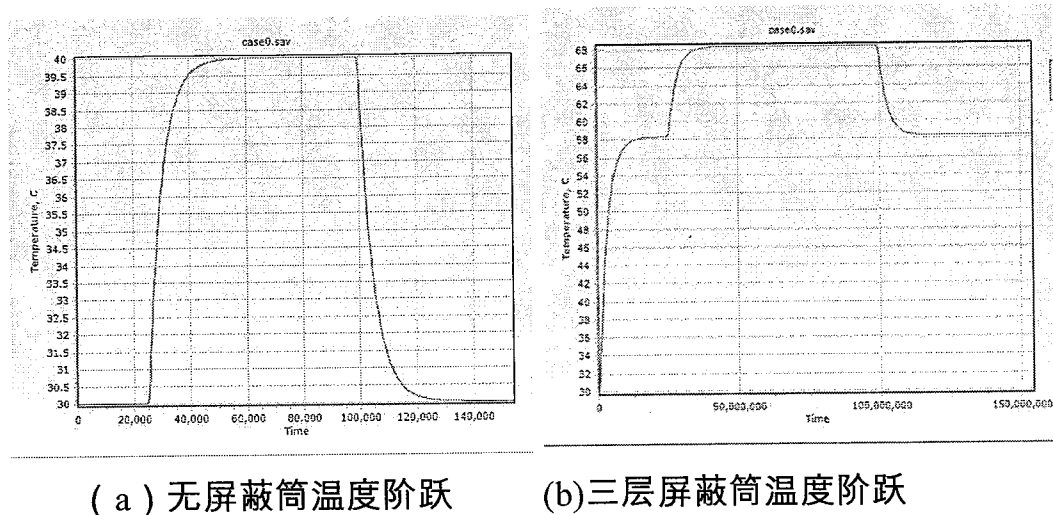


图 4.12 有无屏蔽筒热模拟结果

具体结果如表 4.1 所示

|          | 热平衡温度 1 | 热平衡温度 2 | 热时间常数 |
|----------|---------|---------|-------|
| 无屏蔽筒     | 30.008  | 40.008  | 5000s |
| 三层屏蔽筒    | 58.3    | 68.3    | 35 天  |
| 三层屏蔽筒无声光 | 30      | 40      | 35 天  |

由图 4.12 及表 4.1 的热模拟结果可知, 对于外部同样的温度阶跃, 加三层屏蔽筒明显提高了热平衡的温度和时间常数。同时模拟了加三层屏蔽筒但没有声光调制器的情况, 设定声光调制器的散热功率为 0.1W, 从表 4.1 可以看出, 热平衡温度提高了 28℃, 但热时间常数不受影响, 保持不变。由此可见三层屏蔽筒具有良好隔热效果。上述结果是在两点支撑的情况下, 但整个系统的力学稳定性不好。下面将尝试三点支撑的情况下。

## 2) 隔热垫形状及材料

热屏蔽系统中热传导为主要因素, 故又研究了每层隔热垫形状对热情况的影响。模拟结果表明隔热垫形状会影响热平衡温度, 隔热垫面积越小, 其热时间常数越大。因此在整个热屏蔽系统结构稳定的情况下, 应尽量减少隔热垫的面积。

同时还研究了不同隔热垫材料对系统的影响。模拟时, 系统平衡放置, 并且隔热垫使用三个小圆环。分别模拟了隔热垫材料为陶瓷、钛和聚四氟乙烯的情况, 如图 4.13 所示。

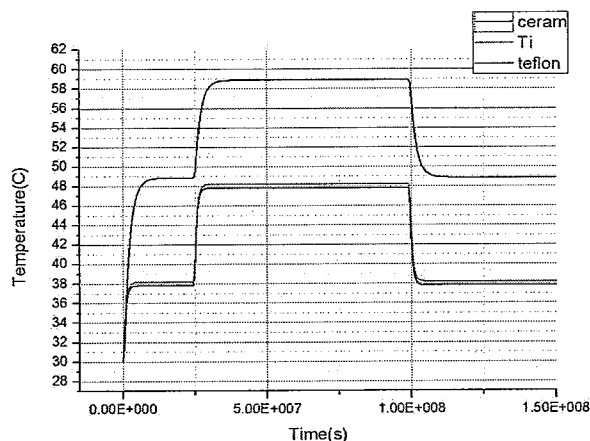


图 4.13 不同隔热垫材料热模拟结果

由图 4.13 可以得出, 对于 30℃-40℃-30℃的外界温度阶跃, 不同的隔热垫材料会有不同的温度响应, 如表 4.2 所示:

| 材料    | 30 度平衡温度 | 40 度平衡温度 | 热时间常数           |
|-------|----------|----------|-----------------|
| 陶瓷    | 37.824   | 47.824   | 1300000s (15 天) |
| 钛     | 38.21    | 48.21    | 1300000s (15 天) |
| 聚四氟乙烯 | 48.866   | 58.867   | 2500000s (29 天) |

可见, 聚四氟乙烯的隔热效果是最好的, 其热平衡温度远高于其余两种隔

热垫材料，热时间常数也较长。

综合以上热模拟结果，为了达到温度波动小，热时间常数大，光纤支架温度均匀的目标，我们需要在真空罐与支架之间加入三层屏蔽层结构；采用聚四氟乙烯材料的隔热垫，并且尽量减少各屏蔽层之间的隔热垫的面积。

### 4.3.2 可调谐射频频率综合器的优化升级

可调谐射频频率综合器为光纤干涉仪稳频激光器系统提供调制和解调信号，其相位噪声直接加载在误差信号上，因此可调谐射频频率综合器的噪声水平将影响光纤干涉仪稳频激光器性能。图 4.14 是升级前的可调谐射频频率综合器。

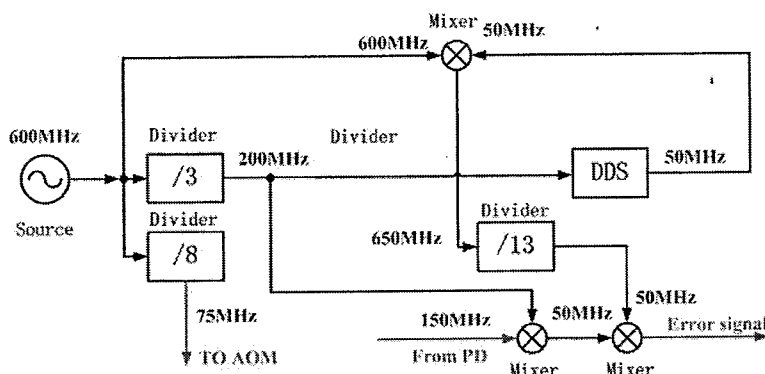


图 4.14 升级前可调谐射频频率综合器实验方案图

因为光在迈克尔逊干涉仪中来回通过声光调制器 AOM 两次，因此光被移频 150M。为了测量可调谐射频频率综合器的残余相位噪声，用一个 2 倍频器代替迈克尔逊干涉仪系统，这是因为 2 倍频器的残余相位噪声比射频系统的其他射频器件的相位噪声要小得多，因此不会成为频率综合器的相位测量的限制器件。同时保持各个两节点的工作状态不变，将误差信号送入快速傅里叶变换频谱分析仪 (FFT) 进行频谱分析。测量结果如图 4.15 所示，可调射频频率综合器的噪声水平接近  $-116\text{dB Rad}^2/\text{Hz}@1\text{Hz}$ 。

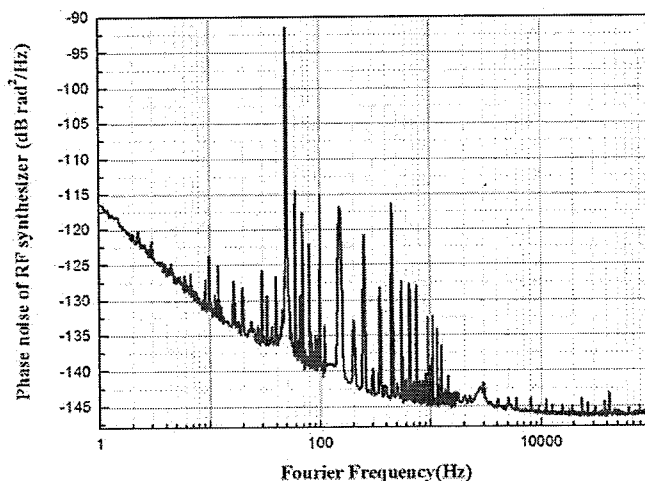


图 4.15 升级前可调谐射频频率综合器相位噪声谱

分析升级前的可调谐射频频率综合器的噪声来源发现,其噪声主要来源于两个方面:一是直接数字频率综合器 DDS 的噪声;二是砷化镓分频器的噪声。因此新系统的改进主要从这两个方面进行。图 4.16 是升级后的可调谐射频频率综合器的方案图。可以看出升级后的方案一是增加直接数字频率综合器 DDS 后面的分频比,降低了 DDS 的噪声对整个系统的影响;二是减少砷化镓分频器的使用,改用噪声水平更低的分频器。

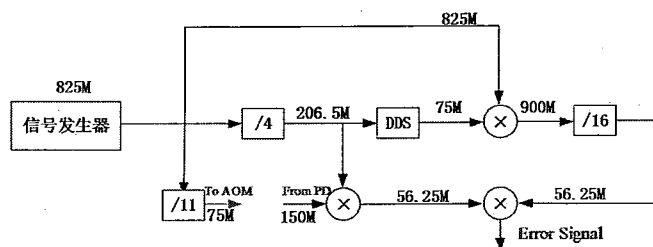


图 4.16 升级后的可调谐射频频率综合器实验方案图

同样的,使用 2 倍频器代替迈克尔逊光纤干涉仪来对升级后的可调谐射频频率综合器的相位噪声进行测量。如图 4.17 所示。可以看出升级后的可调谐射频频率综合器的残余相位噪声低于  $-120\text{dB Rad}^2/\text{Hz}@1\text{Hz}$ , 比之前的可调谐射频频率综合器的 (如图 4.15 所示) 降低了将近 5dB。

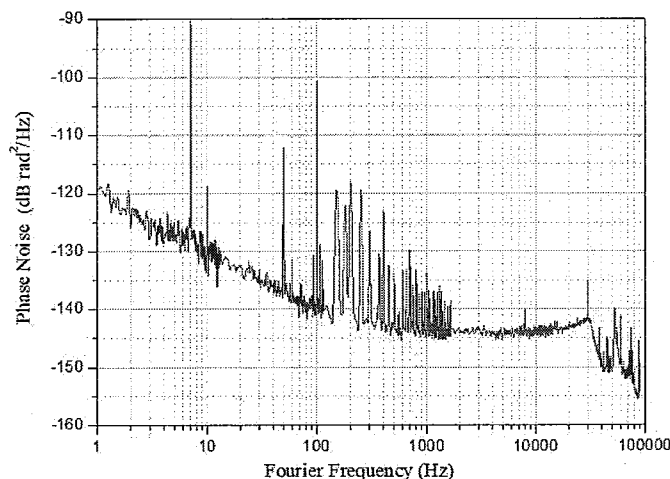


图 4.17 升级后的可调谐射频频率综合器相位噪声测量结果

除了残余相位噪声降低之外,升级后的可调谐射频频率综合器的电路拓扑结构还减少了滤波器与放大器的使用,简化了系统,减小了实物体积。升级后的可调谐射频频率综合器实物图如图 4.18 所示。两套升级后的可调谐射频频率综合器集中在一个 2U 标准机箱内,有利于光纤干涉仪稳频激光器的小型化。而对于升级前的可调谐射频频率综合器,同样大的机箱只能容纳一套射频系统。

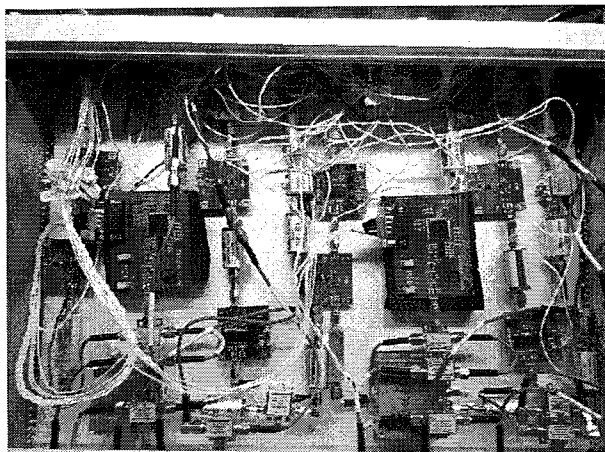


图 4.18 升级后的可调谐射频频率综合器实物图

#### 4.4 本章小结

本章介绍了光纤干涉仪稳频激光器的一些优化升级工作。主要介绍了光纤干涉仪稳频的基本原理和光纤干涉仪稳频激光器的噪声来源分析以及本小组此前进行的光纤干涉仪稳频激光器初步实验,发现目前的光纤干涉仪稳频激光器的频率噪声已达到光纤本征热噪声极限,因此进行了光纤干涉仪稳频激光器的优化升级。主要从温控和热屏蔽系统和可调谐射频频率综合器两个方面进行。针对温控,重新设置了加热片分布结构,并且使用精密温控仪对铝箱进行温控,其 24 小时温度波动小于 7mK。同时通过有限元软件 Thermal Desktop 仿真设计了光纤干涉仪的热屏蔽系统,模拟结果表明其热时间常数达到了几十天量级。而升级后的可调谐射频频率综合器比原来的更为简单紧凑,系统残留相位噪声小于  $-120\text{dB rad}^2/\text{Hz}@1\text{Hz}$ ,比升级前的可调谐射频频率综合器的提高了将近 5dB。

## 5、总结与展望

### 5.1 总结

本论文主要介绍了本人在攻读硕士学位期间的工作及成果，主要分为以下两个方面：影响光纤本征热噪声可能因素的实验研究和光纤干涉仪稳频激光器的优化升级。这两部分工作互有继承，互相促进。光纤干涉仪稳频激光器的初步实验结果表明，其频率噪声接近光纤本征热噪声极限，这促使我们深入研究光纤本征热噪声。在对光纤本征热噪声有了较为深入的了解之后，我们反过来对光纤干涉仪稳频激光器进行优化升级，实现性能指标更为优良的光纤干涉仪稳频激光器。下面对这两部分工作总结如下：

#### 1、影响光纤本征热噪声的实验研究

之前的光纤干涉本征热噪声初步实验发现光纤本征热噪声在低频段符合 Duan 理论预测的  $1/f$  的噪声谱特性；验证了光纤本征热噪声正比于光纤长度，这与现有理论相符合；发现采用更薄的聚酰亚胺涂覆层的光纤在低频段有更低的热噪声水平。与此同时，实验结果并没有发现 Duan 理论预测的谐振峰及其谐波，表明低频区域光纤本征热噪声的来源与机制仍然一个开放的问题，这促使我们对影响光纤本征热噪声的可能因素进行进一步的实验研究。主要研究了光纤中杂质离子浓度和光纤的物理状态。针对光纤中的杂质离子浓度，我们测量了不同氢氧根浓度光纤的本征热噪声，实验结果表明光纤的本征热噪声与光纤中氢氧根离子的浓度无关；同时又测量了纤芯为纯石英玻璃的光纤，发现其本征热噪声并不会改变。我们进行了光纤张力试验，实验结果表明，在低频段，自由状态下的光纤的本征热噪声比受张力为 0.1N 状态下的光纤的本征热噪声要高 3dB，然而再继续增大光纤缠绕在支架上受到的张力，光纤本征热噪声则不再改变；而光纤的弯曲半径不会影响光纤的本征热噪声。

#### 2、光纤干涉仪稳频激光器的优化升级

此前，本小组成功研制了亚赫兹线宽的光纤干涉仪稳频激光器，其频率噪声小于  $0.8 \text{ Hz}^2/\text{Hz}@1\text{Hz}$  ( $-1 \text{ dB Hz}^2/\text{Hz}@1\text{Hz}$ )，达到  $0.016 \text{ Hz}^2/\text{Hz}@$

( $200\text{Hz}-1\text{KHz}$ ) ( $-18 \text{ dB Hz}^2/\text{Hz}@ (200\text{Hz}-1\text{KHz})$ )。但是目前激光器的长期稳定度受限于环境温度的起伏，并且射频系统的噪声将会对以后低热噪声的系统会有较大的影响，因此对光纤干涉仪稳频激光器的温控和热屏蔽系统以及可调谐射频频率综合器进行了优化升级。针对温控，重新设置了加热片和热敏电阻的分布结构，并且使用温控仪对铝箱进行温控，其 24 小时的温度波动小于 7mK。同时通过有限元软件 Thermal Desktop 仿真模拟了光纤干涉仪的热屏蔽系统，其热时间常数达到了几十天量级。针对初步实验中可调谐射频频率综合器结构较为复杂的缺点，对电路拓扑结构进行了优化，升级后的可调谐射频频率综合器比原来的更为简单紧凑，系统残留相位噪声小于  $-120\text{dB rad}^2/\text{Hz}@1\text{Hz}$ ，

比升级前的可调谐射频频率综合器的提高了将近 5dB。

## 5.2 展望

### 5.2.1 光纤本征热噪声理论与实验研究

通过实验研究影响光纤本征热噪声的可能因素,发现现有的光纤本征热噪声理论并不完善,依然存在与实验结果不一致甚至尖锐矛盾的地方,因此需要更进一步的理论与实验研究。主要从以下三个方面进行:

- 1、研究光纤本征热噪声与温度的关系,来判断低频区域光纤本征热噪声属于热机械噪声或者热传导噪声。
- 2、研究光纤涂覆层与光纤本征热噪声的关系。
- 3、从理论上完善光纤本征热噪声理论模型,解决与实验结果不一致问题。

### 5.2.2 光纤干涉仪稳频激光器新探索

尽管光纤干涉仪稳频激光器的性能与超稳腔稳频激光器还有很大的差距,但是由于其系统简单、体积小、易运行、易频率调谐等独特的优势,依然具有很大的发展空间。因此对非常有必要对光纤干涉仪稳频激光器进行一些新的探索。

#### 1、更长的光纤

首先,由光纤干涉仪的传递函数式(4-5)可知,由光纤本征热噪声转化的激光频率噪声与光纤延迟线长度成反比,即光纤延迟线越长,由光纤本征热噪声转化的激光频率噪声越低。所以采用更长的光纤可以得到更窄线宽的激光。

#### 2、使用低频区域本征热噪声更低的光纤

使用低频区域本征热噪声水平更低的光纤从根本上降低光纤干涉仪稳频激光的频率噪声、进一步压窄激光线宽和提高激光频率稳定度。因此还需要进一步研究光纤本征热噪声的机理,这也是提高光纤干涉仪稳频激光器性能的根本之道。

#### 3、低温度系数光纤

目前普通的单模光纤的温度系数大约是 ULE 材料的约 300 倍,过大的温度系数会影响了光纤干涉仪稳频激光器的长期稳定度。解决这个问题除了进一步优化系统的热屏蔽装置之外,还可以选择低温度系数的光纤。目前有报道的光纤温度系数可以做到优于  $5\text{E-}7$ [95, 96],而商用的低温度系数光纤温度系数优于  $1\text{E-}6$ 。这类低温度系数的光纤都是利用负温系数的涂覆层材料来补偿正温系数纤芯的变化。还有一个可能的途径是利用空心的光子晶体光纤。在这种光子晶体光纤中,光是在空气介质里传输,没有了光学材料特有的热光效应,其温度系数只决定于光纤热膨胀系数(约  $5\text{E-}7$ )。但是目前空心光子晶体光纤最大的问题就是损耗太大,等到其损耗降下来,这种光纤才有用在光纤干涉仪稳频激光器上的可能。